DAS ABSORPTIONSVERMÖGEN VON SILBER IM NAHEN INFRAROT

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
der Universität des Saarlandes

vorgelegt von

Horst Krumm
aus Donaueschingen

Saarbrücken 1969

DAS ABSORPTIONSVERMÖGEN VON SILBER IM NAHEN INFRAROT

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
der Universität des Saarlandes

vorgelegt von

Horst Krumm
aus Donaueschingen

Saarbrücken 1969

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Tag der mündlichen Prüfung: 10.2.1969
Der Dekan: Professor Dr. H.D. Dietze
Berichterstatter: Professor Dr. C. v. Fragstein
Professor Dr. H. Müser

Inhaltsverzeichnis

		Seite
I.	Einleitung	3
II.	Ältere Messungen des Absorptionsvermögens von Silber	5
III.	Die theoretische Behandlung des Absorptionsvermögens	
	1. Die verschiedenen Absorptionsmechanismen	6
	2. Die Absorption unter Beteiligung von Phononen	7
	3. Die Absorption durch Stöße der Elektronen mit der Metalloberfläche	15
	4. Die Absorption durch Stöße der Elektronen mit Elektronen und mit Gitterdefekten	18
	5. Zusammenfassung	19
IV.	Der Versuchsaufbau	
	1. Das Meßprinzip	21
	2. Die schematische Versuchsanordnung	26
	3. Der Helium-Kryostat	26
	4. Die Thermoelemente	30
	5. Der Strahlengang des Meßlichtes	32
	6. Die Herstellung der Probe	34
	7. Die schwarze Goldmoorschicht	36
	8. Gesamtansicht der Meßapparatur	39
V.	Die Experimente	
	1. Die Linearität der Anzeige	40
	2. Die Messungen zur Wellenlängenabhängigkeit des Absorptionsvermögens bei Zimmertemperatur	41
	3. Die Messungen zur Temperaturabhängigkeit des Absorptionsvermögens für 1400 nm $< \lambda <$ 2400 nm	43
	4. Fehlerbetrachtung	46
	5. Die Messung des Restwiderstandes	47

Seite

VI. Die Diskussion der Meßergebnisse

1. Diskussion der Wellenlängenabhängigkeit des Absorptionsvermögens bei Zimmertemperatur 50

2. Diskussion der Temperaturabhängigkeit des Absorptionsvermögens 52

3. Diskussion der Absorption durch Gitterfehlstellen 59

4. Diskussion der Oberflächenabsorption 59

VII. Zusammenfassung und Schlußbemerkung 68

Literaturverzeichnis 70

Bildanhang 72

I. Einleitung

Optische Messungen an Metallen sind geeignet, Informationen über den inneren Aufbau dieser Stoffe zu liefern. Vor allem sind es die Eigenschaften der Elektronen, die auf diese Weise untersucht werden können, da die Wechselwirkung eines elektromagnetischen Strahlungsfeldes mit dem Metall hauptsächlich über diese geladenen Teilchen erfolgt. Der Mechanismus dieser Wechselwirkung ist kompliziert und nicht für das gesamte Strahlungsspektrum einheitlich. So kann man im wesentlichen zwei Bereiche unterscheiden, in denen die optischen Eigenschaften durch verschiedenartige Absorptionsvorgänge beeinflußt werden, nämlich das Gebiet der Fundamentalabsorption und das der Leitungsabsorption. Im ersten Fall gelangt ein Elektron nach Absorption eines genügend energiereichen Photons in ein energetisch höher gelegenes Band erlaubter Energiezustände; im zweiten Fall dagegen bleibt das Elektron im Leitungsband.

Diese beiden Vorgänge können gut bei den monovalenten Edelmetallen Gold, Silber und Kupfer getrennt und unabhängig voneinander untersucht werden. Bei diesen Metallen beginnt der Bereich der Fundamentalabsorption im Sichtbaren und erstreckt sich zu höheren Photonenenergien hin, während der Bereich der Leitungsabsorption in dem experimentell leicht zugänglichen Spektralgebiet des Nahen Infrarot beginnt. Ganz besonders günstig liegen dabei die Verhältnisse bei Silber, wo man bei Messungen mit Strahlung der Wellenlänge größer als 1500 nm nur den Einfluß der Leitungselektronen zu berücksichtigen braucht, da sich dort die Fundamentalabsorption schon nicht mehr bemerkbar macht.

Ein weiterer Gesichtspunkt, der für die bevorzugte Untersuchung von Silber spricht, ist die Form der Fermioberfläche, die hier besser als bei Gold oder gar bei Kupfer durch eine Sphäre angenähert werden kann. Aus Messungen des de Haas-van Alphen - Effektes [1] hat man nämlich gefunden, daß die Berührungsfläche mit der Grenze der Brillouinzone recht klein ist, so daß die Näherung der freien Leitungselektronen brauchbar bleibt. Diese Näherung ist aber sehr angenehm, will man aus

theoretischen Betrachtungen zu übersichtlichen, mit Messungen vergleichbaren Ergebnissen gelangen.

Während man zu Beginn der metalloptischen Untersuchungen auf verschiedene Arten den komplexen Brechungsindex und das Reflexionsvermögen R gemessen hat, beginnt man sich später mehr für das Absorptionsvermögen A=1-R von undurchlässigen Proben zu interessieren. Den Anstoß dazu hat die Theorie des anomalen Skineffektes gegeben [2,3] und die dazu ausgeführten Messungen im Bereich der Mikrowellen [4]. Dabei wird die Oberflächenimpedanz eines Metalles ermittelt, aus der der absorbierte Anteil der einfallenden elektromagnetischen Welle berechnet werden kann. Die Ausdehnung dieser Betrachtung auf das Gebiet des infraroten und sichtbaren Spektralbereiches [3] zeigen, daß das Absorptionsvermögen auch hier die geeignete physikalische Meßgröße ist, mit der die Theorie auf ihre Gültigkeit geprüft werden kann.

Will man das Absorptionsvermögen eines Stoffes ermitteln, so ist das prinzipiell über den Umweg einer Reflexionsmessung möglich. Eine solche Messung hat aber zwei entscheidende Nachteile gegenüber der direkten Methode. Erstens muß das Reflexionsvermögen der Edelmetalle, das nahe bei eins liegt, mit einem Fehler von 1/100 % gemessen werden, soll das daraus berechnete Absorptionsvermögen höchstens einen Fehler von 1 % aufweisen. Zweitens wird bei einer Reflexionsmessung der eventuell vorhandene diffuse Anteil nicht miterfaßt, was sich in diesem Fall sehr stark auf die Genauigkeit der Resultate auswirkt. Es lohnt sich daher, nach einer einfachen Meßmethode Umschau zu halten, die eine direkte und genaue Ermittlung des Absorptionsvermögens erlaubt.

Solche Messungen an Silber, bei denen neben der Wellenlänge der absorbierten Strahlung auch die Temperatur der Probe variiert wird, werden in der vorliegenden Arbeit beschrieben.

II. Ältere Messungen des Absorptionsvermögens von Silber

Um eine Vorstellung zu vermitteln, welche Wellenlängenabhängigkeit des Absorptionsvermögens im sichtbaren und im nahen infraroten Spektralbereich und welche Temperaturabhängigkeit überhaupt zu erwarten ist, sollen zunächst einige ältere Messungen aufgeführt werden.

Am häufigsten ist natürlich die Wellenlängenabhängigkeit der optischen Eigenschaften bei Zimmertemperatur bestimmt worden, aus denen das Absorptionsvermögen berechnet werden kann. Eine direkte Absorptionsmessung an einer technischen Silberfolie von 0,014 mm Dicke hat Lameris [5] vorgenommen, während die anderen in Bild 1 (siehe Bildanhang Seite 72ff.) eingezeichneten Werte von Schulz [6,7,8] aus Messungen des komplexen Brechungsindex und aus eigenen Reflexionsmessungen [9] berechnet worden sind.

Die wenigen bekannten Messungen bei anderen Temperaturen sind in Bild 2 wiedergegeben. Die beiden Meßpunkte bei Zimmertemperatur und bei 85°K sind der Arbeit von Lameris entnommen, während die Absorptionsmessung bei der Temperatur des flüssigen Heliums von Biondi [10,11] durchgeführt worden ist.

Aus den beiden Bildern liest man folgenden qualitativen Verlauf heraus: Am kurzwelligen Ende des sichtbaren Spektrums macht sich die hier einsetzende Fundamentalabsorption durch einen starken Anstieg des Absorptionsvermögens bemerkbar, während es im infraroten Spektralbereich einen nahezu konstanten, sehr kleinen Wert von weniger als 0,01 annimmt. Hier befindet man sich im Bereich der Leitungsabsorption, in dem allein die Leitungselektronen die optischen Eigenschaften beeinflussen. Die Temperaturerniedrigung bewirkt eine weitere Abnahme des Absorptionsvermögens bis auf etwa 0,004 bei der Temperatur des flüssigen Heliums, wenn die Wellenlänge der Strahlung größer als 1500 nm ist.

Nach diesen älteren experimentellen Ergebnissen wird im nächsten Kapitel gezeigt, welcher Verlauf mit der Temperatur und der Wellenlänge nach der Theorie zu erwarten ist.

III. Die theoretische Behandlung des Absorptionsvermögens

1. Die verschiedenen Absorptionsmechanismen

In diesem Kapitel werden die verschiedenen Mechanismen aufgezählt und erläutert, die das Absorptionsvermögen bewirken. Dabei wird besonders Wert gelegt auf die zu erwartende Abhängigkeit von der Probentemperatur und von der Wellenlänge der absorbierten Strahlung.

Die ersten atomistischen Vorstellungen über den Absorptionsvorgang sind aus der Drudeschen Theorie der freien Leitungselektronen heraus entwickelt worden [12]. Danach stellt man sich die Wechselwirkung zwischen dem elektromagnetischen Feld und dem Metallgitter folgendermaßen vor: Durch das vorhandene elektrische Feld werden die leicht beweglichen Elektronen so lange beschleunigt, bis sie nach einer gewissen Zeit durch Zusammenstoß mit dem Gitter ihre aus dem Feld aufgenommene Energie wieder abgeben. Je häufiger diese Zusammenstöße erfolgen, je höher also der spezifische Widerstand des Metalles ist, umso wirksamer muß die Energieübertragung werden. Es ist demnach verständlich, daß diese Theorie eine direkte Proportionalität zwischen dem Absorptionsvermögen eines Metalles und seinem spezifischen Widerstand liefert.

Diesem klassischen Bild steht die quantenmechanische Vorstellung gegenüber [13,14], die zur Beschreibung des Absorptionsvorganges nach der Wahrscheinlichkeit fragt, mit der ein Elektron von einem Ausgangszustand in einen neuen Zustand unter Einwirkung äußerer Störungen gelangt. Als Störung tritt vor allem das elektromagnetische Feld auf, dem das betrachtete Elektron Energie durch Absorption eines Photons entnehmen kann. Die anschließende Energieübertragung auf den Kristall erfolgt über einen Momentenaustausch, der auf verschiedene Arten ermöglicht wird:

a) Durch Wechselwirkung mit den Gitterschwingungen, was durch eine Phononenemission oder -absorption beschrieben wird.
b) Durch Wechselwirkung mit Gitterdefekten,
c) insbesondere mit der Metalloberfläche.
d) Durch Wechselwirkung mit den anderen Elektronen.

Alle diese Absorptionsmechanismen können als unabhängig voneinander angesehen werden, solange die einzelnen Störungen klein bleiben. Die Gesamtabsorption ist dann gleich der Summe der einzelnen Beiträge, die getrennt behandelt werden können. Das soll in den folgenden Abschnitten geschehen.

2. Die Absorption unter Beteiligung der Phononen

Wird einem Elektron durch Absorption eines Photons Energie zugeführt, so kann die Energieübertragung an das Gitter durch Absorption oder Emission eines Phonons erfolgen. Für Temperaturen T größer als die Debyetemperatur Θ, bei denen also sämtliche Gitterschwingungen des Kristalls angeregt sind, können alle mit dem Schwingungsspektrum verträglichen Phononen absorbiert und emittiert werden. Das Absorptionsvermögen wird also groß sein und mit zunehmender Temperatur weiter anwachsen.

Wird aber die Probe unter die Debyetemperatur abgekühlt, so werden die energiereichen Gitterschwingungen immer weniger angeregt, was sich in einem rasch kleiner werdenden Absorptionsvermögen bemerkbar macht. Für den Grenzfall $\hbar\omega < kT$ (k Boltzmannkonstante) ist daher derselbe Temperaturverlauf zu erwarten, den die Blochsche Theorie [15] für den spezifischen Widerstand liefert: Für $T \ll \Theta$ nimmt das Absorptionsvermögen proportional T^5 ab. Dasselbe Ergebnis erhält man aber auch nach der klassischen Vorstellung der Drudeschen Theorie, die hier als ein Grenzfall der quantenmechanischen Betrachtungsweise auftritt.

Im Gebiet des nahen infraroten Spektrums gilt selbst bei Zimmertemperatur immer $\hbar\omega > kT$. In diesem Fall werden die Elektronen durch die Absorption eines so energiereichen Photons weit über die "verschmierte" Zone der Fermiverteilung angehoben und besitzen dadurch genügend Energie, um auch bei geringen Probentemperaturen noch alle möglichen Phononen zu emittieren. Daraus folgt, daß das Absorptionsvermögen in diesem Spektralbereich selbst bei tiefsten Temperaturen nicht gegen null gehen kann. Diese Abweichung von der Proportionalität zwischen dem Absorptionsvermögen und dem spezifischen Widerstand macht sich aber erst für Temperaturen kleiner als die Debyetempera-

tur stärker bemerkbar, so daß die Drudesche Theorie auch noch für $\hbar\omega > kT$ gilt, solange nur $T > \Theta$ bleibt.

Die klassischen Vorstellungen über den Absorptionsmechanismus führen zu der bekannten Bewegungsgleichung für die Leitungselektronen [12]:

$$\ddot{r} + \varrho\dot{r} = \frac{e}{m}\,\vec{E}\,e^{i\omega t}$$

Dabei ist r der Ortsvektor, $\vec{E}$ der Vektor des elektrischen Wechselfeldes und ω die Kreisfrequenz der einfallenden Strahlung. Die Zusammenstöße der Elektronen mit dem Gitter werden durch die Reibungskonstante ϱ berücksichtigt. $\frac{e}{m}$ ist die spezifische Ladung des Elektrons. Aus dieser Bewegungsgleichung lassen sich die Ausdrücke für alle optischen Größen bestimmen unter der sehr wichtigen Voraussetzung, daß zwischen der Stromdichte j und der elektrischen Feldstärke $\vec{E}$ die Beziehung

$$j = \sigma'\,\vec{E}$$

gilt. σ' ist dabei die komplexe Leitfähigkeit. Für ein Metall wie Silber ergibt sich daraus für das Absorptionsvermögen im nahen infraroten Spektralbereich

$$(1) \qquad A = \left(\frac{Ne^2}{\pi m}\right)^{1/2}\frac{1}{\sigma}, \quad \text{mit} \quad \sigma = \frac{Ne^2}{m}\tau.$$

Dabei ist N die Dichte der Elektronen, σ die statische Leitfähigkeit von Silber und τ eine Relaxationszeit, die in dem klassischen Bild als Stoßzeit aufgefaßt werden kann.

Nach Gleichung (1) ist also das Absorptionsvermögen wellenlängenunabhängig, während die Temperaturabhängigkeit durch die des spezifischen Widerstandes bestimmt wird.

Die Berechnung des Absorptionsvermögens nach der quantenmechanischen Vorstellung ist in der Literatur nicht explizit durchgeführt. Die wichtigsten Schritte der Rechnung jedoch, wie die Aufstellung des Hamiltonoperators oder die Definition einer Relaxationszeit τ für die Wechselwirkung zwischen Elektronen und Phononen sind in mehreren Büchern zu finden [16-19].

Der Ausgangspunkt dieser Rechnungen bildet die Boltzmannsche Stoßgleichung, der die Verteilungsfunktion f_k der Elektronen im stationären Fall genügen muß. Diese grundlegende Beziehung für alle Transportphänomene besagt, daß im stationären Zustand für jeden Wert k des Wellenzahlvektors die Gesamtänderung der Verteilungsfunktion null ist:

$$(2) \qquad \left(\frac{\partial f_k}{\partial t}\right)_{Stoß} + \left(\frac{\partial f_k}{\partial t}\right)_{Feld} + \left(\frac{\partial f_k}{\partial t}\right)_{Diff.} = 0$$

Der erste Term gibt die gesuchte Änderung der Verteilung durch die Wechselwirkung mit den Gitterschwingungen an, der zweite Term die durch das äußere Feld (z.B. das elektrische Wechselfeld) hervorgerufene Änderung und der dritte die Änderung durch Diffusion, die bei vorausgesetzter Temperaturkonstanz über die gesamte Probe vernachlässigt wird.

Der zweite Term kann leicht berechnet werden, da die zeitliche Änderung des Impulses eines Elektrons mit dem Wellenzahlvektor k durch die einfache Beziehung $\hbar\dot{k} = e\vec{E}$ ausgedrückt werden kann. Damit wird

$$(3) \qquad \left(\frac{\partial f_k}{\partial t}\right)_{Feld} = -\dot{k}\,\frac{\partial f_k}{\partial k} \approx -\dot{k}\,\frac{\partial f_k^o}{\partial k} = -\frac{\partial f_k^o}{\partial E}\,v_k\,e\vec{E}.$$

Dabei wird unter der Annahme einer nur geringen Störung die wahre Verteilungsfunktion f_k durch die bekannte ungestörte Verteilungsfunktion f_k^o angenähert. Mit v_k ist die zum Elektron im Zustand k gehörige Geschwindigkeit bezeichnet, mit E die Energie.

Die Behandlung des Stoßterms stellt das Hauptproblem der gesamten Transporttheorie dar, und seine quantenmechanische Berechnung führt zu der Bestimmung der Übergangswahrscheinlichkeit zwischen zwei Zuständen des quantenmechanischen Systems. Die Übergangsrate von einem Ausgangszustand k eines Elektrons in einen Endzustand k' ist proportional der Besetzungszahl f_k und der Zahl der freien Plätze $(1-f_{k'})$. Entsprechendes gilt für einen Übergang vom Zustand k' in den Zustand k, die den Übergängen in umgekehrter Richtung entgegenwirken. Die gesuchte Gesamtänderung der Zustandsfunktion erhält man durch Integration über sämtliche k'-Werte, so daß sich folgender Ausdruck für den Stoßterm ergibt:

$$\left(\frac{\partial f_k}{\partial t}\right)_{\text{Stoß}} = \int \left[(1-f_k)f_{k'} - f_k(1-f_{k'})\right] P(k,k')\, dk'.$$

Mit P(k,k') wird die Übergangsrate bezeichnet, wenn der Anfangszustand besetzt und der Endzustand leer ist. Schreibt man die gesuchte Verteilungsfunktion als eine Summe aus der ungestörten Funktion und einem kleinen Störanteil: $f_k = f_k^o + g_k$, so erhält man

$$\left(\frac{\partial f_k}{\partial t}\right)_{\text{Stoß}} = - \int (g_k - g_{k'})\, P(k,k')\, dk'.$$

Die allgemeine Lösung dieser Integralgleichung lautet

$$g_k = -\frac{\partial f_k^o}{\partial E}\, e\vec{E}\, \tau\, v_k,$$

womit der endgültige Ausdruck für den Stoßterm durch

$$(4) \qquad \left(\frac{\partial f_k}{\partial t}\right)_{\text{Stoß}} = \frac{\partial f_k^o}{\partial E}\, e\tau \int (v_k - v_{k'})\, \vec{E}\, P(k,k')\, dk'$$

wiedergegeben wird. Setzt man die Ausdrücke (3) und (4) in die Boltzmannsche Stoßgleichung (2) ein, so erhält man schließlich

$$v_k \vec{E} = \tau \int (v_k - v_{k'})\, \vec{E}\, P(k,k')\, dk'.$$

Zur Weiterbehandlung dieser Gleichung macht man folgende Näherungen: a) Die Fermioberfläche ist eine Spnäre.

b) Die Wellenzahlvektoren der Elektronen vor und nach dem Stoß sind ihrem Betrage nach gleich (elastische Stöße).

c) Die Übergangsrate hängt nur vom Streuwinkel α zwischen k und k' ab. P(k,k') kann also durch $P(\alpha)$ ersetzt werden.

Unter diesen Voraussetzungen läßt sich die Relaxationszeit τ durch einen einfachen Ausdruck angeben, in dem neben der Größe $P(\alpha)$ nur noch Geometriefaktoren auftreten:

$$(5) \qquad \frac{1}{\tau} = \int (1 - \cos\alpha)\, P(\alpha)\, d\Omega$$

$d\Omega$ ist das Raumwinkelement um eine Richtung α, ϕ.

Die Berechnung der Größe $P(\alpha)$ läuft auf die Berechnung des Matrixelementes $M_{kk'} = \int \psi_E \; U \; \psi_A \, d\tau$ hinaus, dessen Quadrat proportional zu der Übergangswahrscheinlichkeit ist, daß das Gesamtsystem Elektron plus Gitterschwingungen aus einem Anfangszustand (durch die Zustandsfunktion ψ_A beschrieben) in einen Endzustand (ψ_E) übergeht:

$$P(\alpha) = a \left| M_{kk'} \right|^2. \tag{6}$$

a ist ein Proportionalitätsfaktor, dessen genauer Wert für alle folgenden Betrachtungen uninteressant ist. U ist das Störpotential, das als Folge der Abweichungen des Gitters von der strengen Periodizität auftritt, und für die Übergänge verantwortlich ist. Durch die Gitterschwingungen wird das Potential V an einer gewissen Stelle r des Kristalls um das Störpotential gegenüber seinem ungestörten Wert V_o verändert: $V(r) = V_o(r) + U(r)$. Bei kleinen Verrückungen u der Gitterbausteine aus ihrer Ruhelage kann man für das gesuchte Störpotential $U(r) = -(u, \mathrm{grad} V)$ schreiben, so daß die Matrixelemente bei bekanntem Potential V ermittelt werden können.

Schreibt man die Gitterschwingungen in Normalkoordinaten, so lassen sich bei der Berechnung der Matrixelemente die Eigenschaften von Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren verwenden. Deren Eigenschaften bewirken, daß nur solche Zustandsänderungen des Systems möglich sind, bei denen sich die Quantenzahl einer Gitterschwingung um plus oder minus eins ändert. Mit anderen Worten, es sind von vornherein nur solche Übergänge möglich, bei denen das betrachtete Elektron ein Phonon emittiert, oder absorbiert. Damit läßt sich das Matrixelement M aufspalten in $M = M^1 + M^2$, wobei M^1 für die Elektronenübergänge bei gleichzeitiger Absorption, M^2 bei gleichzeitiger Emission eines Phonons verantwortlich ist. Der genaue Ausdruck dafür lautet:

$$M^1_{k,k'} = \left(\frac{\hbar n}{2NM\omega_q}\right)^{1/2} \quad J_{kk'} \, \delta_{g,k'-k-q}$$

$$M^2_{kk'} = \left(\frac{\hbar(n+1)}{2NM\omega_q}\right)^{1/2} \quad J_{kk'} \, \delta_{g,k'-k+q}$$

M ist die Masse der Gitteratome, N deren Anzahl. ω_q ist die Kreisfrequenz des Phonons mit der Wellenzahl q, und n ist die Schwingungsquantenzahl, die durch die Bosestatistik bestimmt wird:

(7) $$n = \frac{1}{e^{\hbar\omega_q/kT} - 1}.$$

Die δ-Funktionen geben an, daß die Summe der Wellenzahlvektoren k'-k+q bzw. k'-k-q gleich einem möglichen Vektor g des reziproken Gitters sein muß. Ist g=0, so spricht man von Normalprozessen, im Falle $g \neq 0$ hat man es mit den sog. Umklapp-Prozessen zu tun.

Damit ist die Integration über die Koordinaten der Gitterschwingungen ausgeführt. Jetzt muß noch über die Elektronenkoordinaten integriert werden, was einen Ausdruck für die $J_{kk'}$ liefert und die Hauptschwierigkeit des ganzen Problems darstellt. Dazu hat man Matrixelemente der Form $\int u_k^*, \mathrm{grad}V\, u_k\, dr$ zu berechnen, wobei aber weder die genaue Form der Elektroneneigenfunktionen u_k noch der Potentialverlauf bekannt sind. Man muß sich mit groben Näherungen begnügen, so daß hier sofort das Ergebnis wiedergegeben werden soll [19]:

$$J_{kk'} \sim \vec{p}(k'-k) \int u_k^*, u_k \; dr.$$

Dabei ist $\vec{p}$ der Polarisationsvektor der beteiligten Phononen. Für Normalprozesse ist die Differenz der Wellenzahlvektoren $k'-k = \vec{K}$ gleich dem Wellenzahlvektor des an dem Übergang beteiligten Phonons. Daraus folgt, daß nur longitudinale Gitterschwingungen an dem Absorptionsprozeß mitwirken, während die transversalen keinen Beitrag liefern können. Das auftretende Integral wird als Interferenzfaktor bezeichnet, da sich besonders bei großen $\vec{K}$-Werten die Wellenfunktionen u_k und u_k^*, teilweise durch Interferenz auslöschen. Wir führen noch die Bezeichnung

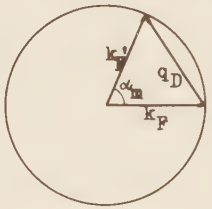
(8) $$\left|\int u_k, u_k \; dr\right|^2 = Q(\alpha)$$

ein und erhalten durch Einsetzen in (6) und (5) den gesuchten

Ausdruck für die Relaxationszeit der Elektron-Phononwechselwirkung:

$$\frac{1}{\tau} = b \int_0^{\alpha_m} \frac{\vec{K}^2}{\omega_q} (n+\tfrac{1}{2}) Q(\alpha)\ (1-\cos\alpha)\sin\alpha\ d\alpha \tag{9}$$

In b stecken alle nicht interessierenden Proportionalitätsfaktoren. Integriert wird vom Streuwinkel $\alpha = 0$ bis zu einem maximalen Winkel α_m, der durch die größten im Metall vorkommenden Wellenzahlvektoren der Elektronen (k_F) und der Phononen (q_D) bestimmt wird. Im Falle von Silber, bei dem ein Leitungselektron pro Atom angenommen werden darf, gilt unter der Voraussetzung eines Debyeschen Gitterschwingungsspektrums [20]: $k_F = 2^{-1/3}\ q_D$. Damit wird nach obiger Skizze



$$\sin\tfrac{1}{2}\alpha_m = \frac{1}{2}\frac{q_D}{k_F}, \tag{10}$$

woraus sich ein maximaler Streuwinkel von etwa 80° berechnen läßt.

Zur Auswertung des Integrals in (9) wird zunächst angenommen, daß sich die Größe $Q(\alpha)$ mit dem Streuwinkel α so wenig ändert, daß sie vor das Integralzeichen gezogen werden kann. Eine zweimalige Substitution der Integrationsvariablen

$$\text{a. } \alpha \longrightarrow \sin\frac{\alpha}{2}$$

$$\text{b. } \frac{2k_F}{q_D}\frac{\Theta}{T}\sin\frac{\alpha}{2} \longrightarrow z$$

führt zu dem Ausdruck

$$\frac{1}{\tau} = \frac{b\Theta k_F}{2s}\left(\frac{q_D}{k_F}\right)^5 \left(\frac{T}{\Theta}\right)^5 \int_0^{\frac{\Theta}{T}} z^4 \left(\frac{1}{e^z-1} + \frac{1}{2}\right) dz \tag{11}$$

Dabei ist s die Schallgeschwindigkeit, die in der Debyetheorie als von der Frequenz ω_q unabhängig angesehen wird, wobei der Zusammenhang $\omega_q = sq$ besteht. Die Größe Θ bezeichnet die Debyetemperatur, die mit der maximalen Kreisfrequenz ω_D der

Gitterwellen über $\hbar\omega_D = k\Theta$ verknüpft ist. Aus der Gleichung (11) läßt sich nun die gesuchte Temperaturabhängigkeit von $1/\tau$ und damit nach (1) die des Absorptionsvermögens ermitteln.

Wir betrachten zuerst den Grenzfall sehr hoher Temperaturen ($T \gg \Theta$). Hierbei bleibt die Variable z in ihrem gesamten Variationsbereich immer sehr viel kleiner als eins, so daß die Exponentialfunktion unter dem Integral entwickelt werden kann. Gleichzeitig darf man dann den Term $\frac{1}{2}$ vernachlässigen und erhält:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{bQk_F}{2s} \left(\frac{q_D}{k_F}\right)^5 \left(\frac{T}{\Theta}\right)^5 \int_0^{\frac{\Theta}{T}} z^3 \, dz. \tag{12}$$

Man sieht sofort, daß $\frac{1}{\tau} \sim T$ ist, was mit der klassischen Theorie übereinstimmt.

In dem anderen Grenzfall $T \ll \Theta$ überwiegt der Term $\frac{1}{2}$ unter dem Integral was bedeutet, daß Strahlungsabsorption nur noch durch Phononenemission möglich ist. Hier wird

$$\frac{1}{\tau} = \frac{bQk_F}{2s} \left(\frac{q_D}{k_F}\right)^5 \left(\frac{T}{\Theta}\right)^5 \int_0^{\frac{\Theta}{T}} \frac{z^4}{2} \, dz \tag{13}$$

und somit das Absorptionsvermögen von der Temperatur unabhängig. Für das Verhältnis aus dem Absorptionsvermögen A_T bei tiefen Temperaturen und dem bei hohen Temperaturen (A_H) findet man den einfachen Ausdruck

$$\frac{A_T}{A_H} = \frac{2}{5} \frac{\Theta}{T}, \tag{14}$$

woraus sich ohne Kenntnis des Proportionalitätsfaktors b das Absorptionsvermögen bei tiefen Temperaturen berechnen läßt, wenn es bei sehr hohen Temperaturen bekannt ist.

Interessiert man sich für den Verlauf im gesamten Temperaturbereich, so führt die Beziehung [21]

$$\int_0^x \frac{z^4}{e^z - 1} \, dz = \frac{1}{5} J_5(x) + \frac{1}{5} \frac{x^5}{e^x - 1}$$

auf den von Rayne [22] angegebenen Ausdruck für das Absorptionsvermögen:

$$A_v = A_k \frac{\Theta}{T} \left[\frac{2}{5} + \frac{4/5}{e^{\Theta/T}-1} + \frac{4}{5} \left(\frac{T}{\Theta}\right)^5 J_5 \left(\frac{\Theta}{T}\right) \right]. \tag{15}$$

J_5 ist dabei eine in manchen Lehrbüchern der Festkörperphysik [21] tabellierte Integralfunktion. Der Index v deutet auf die Volumabsorption hin (im Gegensatz z.B. zu Oberflächenabsorption), während mit A_k das Absorptionsvermögen für den klassischen Bereich $T \gg \Theta$ bezeichnet wird. Der Verlauf von A_v ist zusammen mit A_k und dem nach der Drudeschen Theorie (Gleichung (1)) zu erwartenden Absorptionsvermögen in Bild 3 graphisch dargestellt.

3. Die Absorption durch Stöße der Elektronen mit der Metalloberfläche

Die beiden vorhergehenden Abschnitte zeigen, wie wichtig die Impulsübertragung auf das Gitter bei den Absorptionsprozessen ist. Eine solche Impulsübertragung ist bei einer Reflexion der Elektronen an der Metalloberfläche möglich und die Rechnung ergibt, daß das dadurch bedingte Absorptionsvermögen in derselben Größenordnung wie der im vorigen Abschnitt behandelte Beitrag sein kann.

Der Anstoß zu diesen Betrachtungen kommt aus der Theorie des anomalen Skineffektes, die den Einfluß der endlichen freien Weglänge der Leitungselektronen auf das Absorptionsvermögen behandelt. Sobald die mittlere freie Weglänge in die Größenordnung der Eindringtiefe der elektromagnetischen Welle kommt, was durch Änderung der Probentemperatur oder durch eine Frequenzänderung erreicht werden kann, gilt nicht mehr die Beziehung $j = \sigma(\omega)\, E$ zwischen der Stromdichte j und der elektrischen Feldstärke E. Die starke räumliche Inhomogenität des elektrischen Feldes bewirkt dann, daß die Stromdichte an einer Stelle von der Feldstärke der ganzen Umgebung abhängt. Das führt auf eine recht komplizierte Integro-Differentialgleichung, die gelöst werden muß, will man die optischen Eigenschaften berechnen.

Nun finden aber Reuter und Sondheimer [2], daß für genügend hohe Frequenzen, wo die Eindringtiefe der Strahlung groß ge-

genüber der Wegstrecke ist, die von einem Elektron während einer Schwingungsperiode zurückgelegt wird, die Beziehung $j = \sigma(\omega)\, E$ wieder Gültigkeit besitzt. Die Amplitude der elektrischen Feldstärke bleibt dann nämlich für ein Elektron während vieler Schwingungsperioden nahezu konstant, so daß in diesem Fall der Skineffekt wieder als "normal" angesehen werden kann. Diese Bedingung ist für Silber gerade wieder in dem in dieser Arbeit interessierenden Bereich der nahen infraroten Strahlung erfüllt.

Mit diesen hier angedeuteten Vorstellungen gelingt es Holstein [23], das Absorptionsvermögen für den Fall zu berechnen, daß die Elektronen innerhalb der Eindringtiefe des elektromagnetischen Feldes nur mit der Metalloberfläche in Wechselwirkung gelangen.

Dazu bestimmt er die Geschwindigkeitsänderung Δv eines Elektrons, während es die Eindringtiefe der Welle durchläuft:

$$\Delta v = \frac{e}{m} \int E(t)\, dt.$$

Daraus ergibt sich die Energieänderung

$$\Delta E = \frac{m}{2} \left(\frac{e}{m}\right)^2 \left[\int E(t)\, dt\right]^2.$$

Nun müssen zwei Fälle unterschieden werden.

a) Werden die Elektronen an der Oberfläche spiegelnd reflektiert, so kann die Integration von $-\infty$ bis $+\infty$ erfolgen, wenn der zeitliche Nullpunkt mit dem Zusammenstoß an der Oberfläche zusammenfallen soll. Der Beitrag zum Integral ist sowieso null, solange sich die Elektronen außerhalb der Eindringtiefe befinden. Betrachtet man die Gesamtheit der Elektronen, so muß noch über deren Phasenlage bezüglich der Welle beim Auftreffen auf die Oberfläche gemittelt werden, was zu folgendem Ausdruck für den mittleren Energiegewinn führt:

$$\Delta E_s = \frac{m}{2} \left(\frac{e}{m}\right)^2 \overline{\left[\int_{-\infty}^{\infty} E(t)\, dt\right]^2}.$$

b. Werden die Elektronen diffus reflektiert, ist ihre Richtung nach der Reflexion also völlig unabhängig von der ursprünglichen, so muß die Energieänderung vor und nach dem Stoß getrennt berechnet werden. Das führt auf die Beziehung

$$\Delta E_d = \frac{m}{2} \left(\frac{e}{m}\right)^2 \overline{\left[\left(\int_{-\infty}^{0} E(t)\, dt\right)^2 + \left(\int_{0}^{\infty} E(t)\, dt\right)^2\right]}$$

Diese geringfügig erscheinende Änderung gegenüber Fall a. wirkt sich auf das Absorptionsvermögen stark aus. Die von Holstein weiter durchgeführte Rechnung liefert schließlich als Resultat:

$$A_0 = p\frac{2\pi Ne^2}{m\omega^2} \left(\frac{v}{c}\right)^3 + (1-p)\,\frac{3}{4}\,\frac{v}{c}.$$

Dabei weist der Index 0 auf die Oberflächenabsorption hin. v ist die Fermigeschwindigkeit der Elektronen, c die Lichtgeschwindigkeit, N die Elektronendichte. p gibt den Bruchteil der Elektronen an, die spiegelnd reflektiert werden. Der Rest (1-p) soll diffus ins Metallinnere zurückgeworfen werden.

Ein numerischer Vergleich zwischen den beiden Summanden zeigt, daß der erste Term im Nahen Infrarot um Größenordnungen kleiner als der zweite ist. Er wird daher in Zukunft gar nicht mehr beachtet werden, da er auch für den Fall p = 1 gegenüber dem im vorigen Abschnitt behandelten Beitrag zum Absorptionsvermögen vernachlässigt werden kann. Wir erhalten also für den Beitrag der Oberflächenabsorption

(16) $$A_0 = (1-p)\,\frac{3}{4}\,\frac{v}{c}.$$

Dasselbe Ergebnis erhält wenig später Dingle [3] bei der Behandlung der Gleichungen des anomalen Skineffektes als Grenzfall seiner Lösungen für sehr hohe Frequenzen und gut leitenden Metallen, wie etwa Silber. Bei der Rechnung wird ähnlich wie im vorigen Abschnitt vorausgesetzt, daß die Leitungselektronen als frei mit einer effektiven Masse m behandelt werden können, und daß man für alle Elektronen dieselbe mittlere freie Weglänge ansetzen darf.
Besonders wichtig ist, daß die Oberflächenabsorption weder von

der Temperatur noch von der Wellenlänge abhängt.

4. Die Absorption durch Stöße der Elektronen mit Elektronen und mit Gitterdefekten

Der Einfluß der Wechselwirkung der Elektronen untereinander und mit Gitterdefektstellen auf das Absorptionsvermögen kann durch eine Verallgemeinerung der Beziehung (1) beschrieben werden [24,25]:

$$A = \left(\frac{m}{\pi N e^2}\right)^{1/2} \left(\frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_d}\right) \tag{17}$$

Man versucht, auch für diese Prozesse Relaxationszeiten τ_e bzw. τ_d zu definieren. Die Elektron-Elektron-Wechselwirkung ist von Abrahams [26] untersucht worden, der folgenden Ausdruck für τ_e angibt:

$$\frac{1}{\tau_e}(T) = v\, N \left(\frac{kT}{\zeta}\right)^2 \sigma_F. \tag{18}$$

Dabei ist σ_F der Wirkungsquerschnitt für diese Stöße und ζ die Fermienergie. Eine Abschätzung der Größenordnung zeigt [25], daß bei Zimmertemperatur $1/\tau_e$ mehr als hundert mal kleiner ist als $1/\tau$, so daß der Einfluß dieser Stöße z.B. auf das elektrische Leitvermögen bei nicht zu hohen Temperaturen zu vernachlässigen ist. Das ändert sich aber nach neueren Rechnungen [27, 28] ganz beträchtlich, wenn man das Absorptionsvermögen für eine Strahlung genügend hoher Frequenz betrachtet. Dann soll folgende Beziehung gelten:

$$\frac{1}{\tau_e}(\omega, T) = \frac{1}{\tau_e}(T)\left[1 + \left(\frac{\hbar\omega}{2\pi kT}\right)^2\right] \tag{19}$$

Jetzt hängt die Relaxationszeit sowohl von der Temperatur als auch von der Frequenz ab. Allerdings verschwindet die Temperaturabhängigkeit wieder, sobald der zweite Summand auf der rechten Seite obiger Gleichung sehr viel größer als eins ist, was im Nahen Infrarot und im Sichtbaren zutrifft. Außerdem nimmt hier $1/\tau_e$ so große Werte an, daß es nicht mehr bedenkenlos gegen $1/\tau$ vernachlässigt werden kann, sondern zu einem geringen Beitrag zum Absorptionsvermögen führt, der mit A_λ bezeichnet werden soll, um die Wellenlängenabhängigkeit zu ver-

anschaulichen. In einem späteren Kapitel wird bei der Diskussion der Meßergebnisse gezeigt werden, daß A_λ für Wellenlängen größer als 1500 nm höchstens wenige Prozent zum gesamten Absorptionsvermögen beiträgt.

Um den Einfluß der Wechselwirkung der Elektronen mit Gitterdefekten auf das Absorptionsvermögen zu ermitteln, bedient man sich der Mathiessenschen Regel $\varrho = \varrho_T + \varrho_d$. Nach dieser Beziehung setzt sich der spezifische Widerstand ϱ eines Metalles additiv aus dem temperaturabhängigen Anteil ϱ_T und dem temperaturunabhängigen Anteil ϱ_d zusammen, der durch Gitterdefekte verursacht wird. Aus einer Messung der Temperaturabhängigkeit von ϱ und insbesondere des Restwiderstandes bei tiefen Temperaturen läßt sich ϱ_d und damit der gesuchte Beitrag zum gesamten Absorptionsvermögen bestimmen.

5. Zusammenfassung

Zum Schluß dieses Kapitels werden alle Beiträge der verschiedenen Absorptionsprozesse nocheinmal aufgeführt und miteinander verglichen.

Der Abschnitt 2. behandelt die Absorption durch die Elektron-Phonon-Wechselwirkung, wobei die quantenmechanische Berechnung besonders für sehr tiefe Temperaturen zu einer Abänderung der klassischen Ergebnisse führt, die durch die Drudesche Theorie geliefert werden. Die starke Temperaturabhängigkeit dieses Beitrages wird durch den Ausdruck (15) beschrieben:

$$(15) \qquad A_v = A_k \frac{\Theta}{T} \left[\frac{2}{5} + \frac{4/5}{e^{\Theta/T}-1} + \frac{4}{5}\left(\frac{T}{\Theta}\right)^5 J_5\left(\frac{\Theta}{T}\right)\right]$$

Eine Wellenlängenabhängigkeit ist nicht vorhanden.

Der Abschnitt 3. behandelt die Oberflächenabsorption A_0, die dann vernachlässigbar klein ist, wenn die Elektronen spiegelnd von der Metalloberfläche zurückgeworfen werden. Bei diffuser Reflexion wird dieser Beitrag aber vergleichbar mit der Volumabsorption A_v und übertrifft sie sogar für sehr tiefe Temperaturen. A_0 ist weder von der Wellenlänge noch von der Temperatur abhängig, sondern vergrößert die Gesamtabsorption um einen

konstanten Betrag, der durch den Ausdruck (16) gegeben wird:

$$(16) \qquad A_0 = (1-p)\frac{3}{4}\frac{v}{c}$$

Der Abschnitt 4. liefert mit der Gleichung (20) einen dritten Beitrag, der eine starke Zunahme des Absorptionsvermögens mit wachsender Frequenz verursacht. Die Temperaturabhängigkeit verschwindet im Nahen Infrarot und im Sichtbaren:

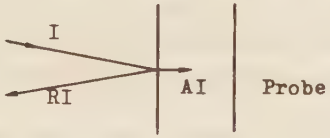
$$(20) \qquad A_\lambda = \left(\frac{m}{\pi Ne^2}\right)^{1/2} \frac{1}{\tau_e}(T)\left[1 + \left(\frac{\hbar\omega}{2\pi kT}\right)^2\right]$$

Der Sinn der in dieser Arbeit zu beschreibenden Experimente ist es nun, diese Voraussagen über das Absorptionsvermögen zu bestätigen oder als falsch zu verwerfen. Mit Hilfe von Messungen der Frequenzabhängigkeit und der Temperaturabhängigkeit muß es möglich sein, die verschiedenen Beiträge zu trennen. Die Messung bei konstanter Temperatur und verschiedenen Wellenlängen wird den Wert von $1/\tau_e$ liefern, während aus der Messung der Temperaturabhängigkeit bei fester Wellenlänge die Richtigkeit der Aussage über $1/\tau(T)$ geprüft werden kann. Dabei ändert man die Temperatur zu tiefen Werten hin, um den für $T \ll \Theta$ konstant werdenden Beitrag zu erfassen. Schließlich muß sich die Oberflächenabsorption und die Absorption durch Wechselwirkung der Elektronen mit Gitterdefekten, die weder temperatur- noch wellenlängenabhängig sind, durch den absoluten Betrag des Absorptionsvermögens bemerkbar machen. Dabei kann der Einfluß der Gitterdefekte durch eine Messung des Restwiderstandes bei tiefen Temperaturen gesondert bestimmt werden.

IV. Versuchsaufbau

1. Das Meßprinzip

Trifft die Strahlung der Leistung I auf eine Probe (s. Skizze), deren Absorptionsvermögen gemessen werden soll, so wird der durch das Reflexionsvermögen R bestimmte Teil RI reflektiert,



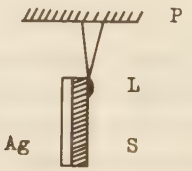
der Rest AI = (1-R)I dringt ein und wird bei genügender Dicke der Probe vollkommen absorbiert, wodurch sie sich erwärmt. Es ist im Prinzip einfach, die beiden Größen I und RI nacheinander in willkürlichen Einheiten zu messen, woraus das Absorptionsvermögen A berechnet werden kann. Jedoch ist dieses Verfahren bei hochreflektierenden Metallen wie dem Silber zu ungenau und erlaubt außerdem nicht, den vielleicht vorhandenen diffus reflektierten Anteil zu erfassen. Es ist daher grundsätzlich günstiger, das Absorptionsvermögen auf direktem Wege über die Temperaturerhöhung der Probe zu messen. Dieser Vorteil gegenüber der ersten Methode kommt aber nur dann voll zur Geltung, wenn auch das Absorptionsvermögen durch Messung von Intensitätsverhältnissen ermittelt werden kann, wenn also keine Absolutmessungen der eingestrahlten und der absorbierten Intensitäten durchgeführt werden müssen.

Dazu benötigt man einen Referenzabsorber, dessen Absorptionsvermögen bekannt ist. Liegen dann bei der Bestrahlung des Absorbers dieselben die Erwärmung beeinflussenden Bedingungen vor wie bei der Bestrahlung der Probe, so ist das Verhältnis aus den zu messenden Temperaturerhöhungen gleich dem Verhältnis aus den Absorptionsvermögen:

$$\frac{\Delta T_1}{\Delta T_2} = \frac{A_1}{A_2} \tag{21}$$

Das gesuchte Absorptionsvermögen läßt sich somit aus dem Verhältnis zweier Temperaturdifferenzen (in willkürlichen Ein-

heiten) bestimmen, wodurch Absolutmessungen der Intensitäten vermieden werden. Die Hauptschwierigkeit liegt nun darin, im Experiment die erwähnte Voraussetzung gleichartiger Bedingungen zu erfüllen. Das bedeutet nämlich nicht weniger, als daß der gesamte Wärmeaustausch mit der Umgebung sowie die Wärmekapazität bei allen Temperaturen, die im Experiment auftreten, bei der Probe und dem Absorber völlig gleich sein müssen. Es leuchtet ein, daß diese Forderungen nur zu erfüllen sind, wenn Probe und Referenzabsorber eine Einheit bilden. Wie sich dieses Problem lösen läßt, ist im nächsten Bild skizziert.



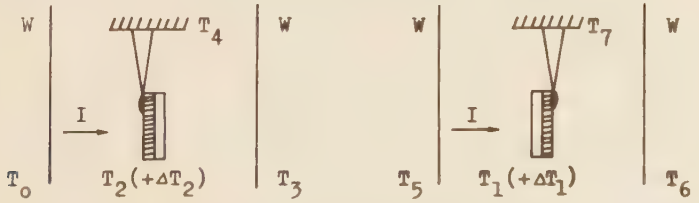
Es zeigt den Aufbau der Proben, wie sie bei den Messungen verwendet werden. Die Rückseite einer dünnen Silberschicht Ag, deren Absorptionsvermögen ermittelt werden soll, wird mit einer Goldmoorschicht S (s.u.) geschwärzt, die als Referenzabsorber dient. Das Ganze klebt mit einem Tropfen Leitlack L an der Lötstelle eines Thermoelementes, mit dem die Erwärmungen ΔT gemessen werden können. Das Thermoelement ist an dem Probenhalter P befestigt und mit ihm in gutem thermischen Kontakt, so daß die Temperatur dieser Kontaktstellen festgelegt ist. Da sich die Probe im Vakuum befindet, ist ein Wärmeaustausch mit der Umgebung über die Luft nicht möglich.

Bei der Messung bestrahlt man nacheinander die Silberseite und die Goldmoorseite mit zeitlich konstanter Intensität, wozu die Probe um 180° gedreht werden kann. Man wartet, bis sich der stationäre Zustand eingestellt hat und mißt dann die Erwärmungen ΔT_1 und ΔT_2, die nach (21) das gesuchte Absorptionsvermögen des Silbers liefern.

Diese Probenanordnung erfüllt die gemachten Voraussetzungen, was durch folgende Abschätzungen gezeigt wird.

Der thermische Widerstand zwischen der Silberschicht und der Goldmoorschicht muß so klein sein, daß keine nennenswerte Temperaturdifferenz zwischen den beiden Oberflächen auftreten kann. Sonst würde die gemessene Erwärmung davon abhängen, auf welcher Seite der Proben das Thermoelement befestigt wird. Die im Versuch auftretenden Temperaturerhöhungen liegen zwischen $1/10^{o}$ und $1/100^{o}$C. Soll die Temperatur an gegenüberliegenden Stellen der Probe auf 1 % gleich sein, so darf eine Temperaturdifferenz dT von etwa 10^{-4} °C auftreten. Das hätte zur Folge, daß pro Sekunde die Wärmemenge $Q = \lambda \, F \, \frac{dT}{dx}$ von der einen Oberfläche zur anderen transportiert wird. Dabei ist λ das Wärmeleitvermögen von Silber und Gold, F die bestrahlte Fläche und dx die Dicke der Probe. Mit $\lambda = 0{,}7$ cal/sec Grad, $F = 10^{-2}$ cm^2, $dT = 10^{-4}$ Grad und $dx = 4\ 10^{-4}$ cm wird $Q = 2\ 10^{-3}$ cal/sec. Die einfallende Strahlungsleistung beträgt demgegenüber nur ungefähr $2\ 10^{-5}$ cal/sec, was längst nicht ausreicht, um die angenommene Temperaturdifferenz aufrecht zu erhalten. Der thermische Kontakt ist demnach genügend groß, so daß in dieser Hinsicht die Probenanordnung den Voraussetzungen entspricht.

Neben der einseitigen Anordnung des Thermoelementes auf der Probe tritt im Versuch eine weitere Unsymmetrie auf, deren Einfluß auf die Messung abgeschätzt werden muß. Im allgemeinen wird die Temperatur der Probe, des Probenhalters und der beiden, den Probenflächen zugekehrten Wände W der Apparatur (s. Skizze) verschieden sein. Wird außerdem noch angenommen, daß



sich die Temperaturen etwas ändern, nachdem die Probe um 180^{o} gedreht worden ist, so werden die im Experiment möglicherweise vorliegenden Verhältnisse durch obige Bilder beschrieben. Um den Einfluß dieser Unsymmetrien zu berechnen, werden die Ver-

hältnisse im stationären Fall betrachtet:
Linkes Bild: Wird die Probe nicht bestrahlt (I=0), so wird ihr pro Zeiteinheit durch Strahlung der umgebenden Wände und durch Leitung über die Thermodrähte die Energie

$$E_o c_1 A_2 T_o^4 + E_3 c_1 A_1 T_3^4 + a(T_4 - T_2) \tag{22}$$

zugeführt, wenn man die verschiedenen Stoffe näherungsweise als graue Strahler betrachtet. Mit E_n wird dabei das Emissionsvermögen des Körpers der Temperatur T_n bezeichnet, mit a und c_1 (bzw. c weiter unten) Proportionalitätsfaktoren. A_1 bzw. A_2 stehen für das Absorptionsvermögen der Silber- bzw. der Goldmoorschicht. Von der Probe abgestrahlt wird die Leistung

$$cA_2 T_2^4 + cA_1 T_2^4. \tag{23}$$

Im stationären Zustand gilt (22) = (23).

Entsprechend gilt beim Bestrahlen der Probe für den stationären Zustand

$$A_2 I + E_o c_1 A_2 T_o^4 + E_3 c_1 A_1 T_3^4 + a(T_4 - T_2 - \Delta T_2) = cA_2 (T_2 + \Delta T_2)^4 + cA_1 (T_2 + \Delta T_2)^4. \tag{24}$$

Unter der Voraussetzung, daß die Temperaturerhöhung ΔT sehr viel kleiner als die Probentemperatur bleibt, gilt $(T + \Delta T)^4 = T^4 + 4T^3 \Delta T$. Mit dieser Näherung erhält man aus (24) unter Berücksichtigung der Nebenbedingung (22) = (23) für die gesuchte Erwärmung

$$\Delta T_2 = \frac{A_2 I}{4cT_2^3(A_1 + A_2) + a}. \tag{25}$$

Rechtes Bild: Entsprechend erhält man in diesem Fall für die Erwärmung

$$\Delta T_1 = \frac{A_1 I}{4cT_1^3(A_1 + A_2) + a}. \tag{26}$$

Da im Experiment $A_1/A_2 \approx 0{,}01$ ist, kann man A_1 gegen A_2 vernachlässigen und erhält aus (25) und (26):

$$A_1 = \frac{\Delta T_1}{\Delta T_2} A_2 \frac{4cA_2T_1^3+a}{4cA_2T_2^3+a}. \qquad (27)$$

Vergleicht man dieses Ergebnis mit (21) so sieht man, daß eine Änderung der Probentemperatur während der Messung das Resultat verfälscht, wenn man einmal die Änderung von A_2 und a mit der Temperatur als klein ansieht. Die Verschiedenheit der Temperatur des Probenhalters und der Umgebung dagegen hat keinen Einfluß.

Um abzuschätzen, um welchen Betrag T_1 und T_2 verschieden sein dürfen, ohne daß die einfache Beziehung (21) ihre Gültigkeit verliert, müssen die Werte für a und c eingesetzt werden. c ist die Stefan-Boltzmannsche Strahlungskonstante σ multipliziert mit der Fläche F der Probe, a ist die pro Zeiteinheit durch das Thermoelement abgeführte Energie und A_2 ist das Absorptionsvermögen der Goldmoorschicht, das gleich eins gesetzt werden kann. Mit $\sigma = 1{,}36\ 10^{-12}$ cal/cm^{2}sec Grad^4 und F = 3x6 mm^2 = 0,2 cm^2 wird $4cA_2T^3 = 1{,}1\ 10^{-12}T^3$ cal/cm^2 sec Grad. Die Wärmeableitung erfolgt über ein Eisen-Konstantan-Thermoelement der Länge 3 cm und mit einem Drahtdurchmesser von 0,2 mm. Daraus berechnet man den Wert $a = 18\ 10^{-6}$ cal/cm^2 sec Grad. In der Tabelle ist das Verhältnis a/c aus abgeleiteter Energie und abgestrahlter Energie bei verschiedenen Temperaturen angegeben.

T(°K)	300	250	200	150	100	70	50
a/c	0,6	1,0	2,0	4,9	18	32	131

Man erkennt, daß die Abstrahlung bei 250°K noch gleich der Ableitung ist, bei tiefen Temperaturen aber ganz vernachlässigt werden kann. Oberhalb 200°K dagegen verursacht eine Temperaturdifferenz $T_1-T_2 \approx 1$ Grad, wie sie im Versuch höchstens auftritt, einen Fehler von weniger als 1 %, der in Kauf genommen werden kann.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß durch die hier beschriebene besondere Form der Probenanordnung eine Möglichkeit gefunden worden ist, das Absorptionsvermögen durch eine Vergleichsmessung zu bestimmen. Durch die verbleibenden Unsymmetrien

werden so geringe Verfälschungen des Meßergebnisses verursacht, daß sie nicht berücksichtigt zu werden brauchen, sondern daß die Auswertung nach der einfachen Beziehung (21) erfolgen kann.

2. Die schematische Versuchsanordnung

Den Mittelpunkt des Versuchsaufbaues bildet ein Heliumkryostat K (Bild 4), da das Absorptionsvermögen des Silbers nach tiefen Temperaturen hin gemessen werden soll. Er wird über ein Hochvakuumventil V_1 durch eine Öldiffusionspumpe P_1 evakuiert, wobei ein Druck im Rezipienten von weniger als 10^{-6} Torr erzielt werden kann. Ein fest mit dem Kryostaten verbundenes Steigrohr reicht tief in das Heliumvorratsgefäß G, aus dem die Pumpe P_2 kaltes Heliumgas durch ein Kühlsystem leitet und damit die Kaltfläche KF auf die gewünschte tiefe Temperatur bringt. Dabei kann über das Nadelventil V_2 die durchgepumpte Heliummenge reguliert werden, wodurch die Temperatur der Kaltfläche beliebig zwischen Zimmertemperatur und der Temperatur des flüssigen Heliums variiert.

Der Probenhalter mit der Probe P ist an einer Drehdurchführung D befestigt und kann gegen die Kaltfläche gedrückt werden. Die sich einstellende Temperatur des Probenhalters zeigt das Thermoelement Th_1 an, während mit dem zweiten Thermoelement Th_2 die Temperaturdifferenz zwischen Probe und Probenhalter und damit auch die durch Bestrahlung hervorgerufene Erwärmung ΔT gemessen wird.

Als Strahlungsquelle dient eine Quecksilberhöchstdrucklampe HBO 100, deren Leuchtfleck durch das Fenster in der Wand des Kryostaten direkt auf die Probe abgebildet wird.

3. Der Helium-Kryostat

Der Kryostat stellt den Kern des gesamten Versuchsaufbaues dar. Bei seiner Konstruktion ist auf eine besonders gute Abschirmung der Probe gegenüber der Strahlung von Wänden höherer Temperatur geachtet worden. Das ist notwendig, da zwei sich widersprechende Forderungen an die Art der Probenbefestigung gestellt werden. Einmal soll der thermische Kontakt mit der

Kaltfläche möglichst gut sein, damit die Probe die gewünschten tiefen Temperaturen leicht annimmt; zum anderen soll die Probe weitgehend thermisch isoliert bleiben, damit sie bei der Bestrahlung deutlich meßbar erwärmt wird. Darüberhinaus ist natürlich eine einfache Bedienung während des Meßvorganges und ein geringer Heliumverbrauch erwünscht.

Der Kryostat besteht im wesentlichen aus drei großen Teilen:

a) Der Grundkörper 1 (Bild 5) ist fest montiert. In ihm sind die Kühlsysteme und der Anschluß für die Vakuumpumpe eingebaut.

b) Der zylindrische Mantel 2 enthält ein Fenster und den Anschluß für eine Verdampfungsquelle.

c) Der drehbare Probenhalter samt Probe ist als Ganzes (3) auf dem Mantel 2 angeflanscht.

Da die Temperaturregelung kontinuierlich erfolgen soll, ist der Kryostat nach dem sog. Verdampferprinzip aufgebaut. Dazu wird flüssiges Helium durch ein Steigrohr S in einen Verdampferraum gepumpt, kühlt dort die Kaltfläche K ab und strömt als Gas zurück. Die Rückleitung RL verläuft in Form einer dichtliegenden Spirale um die Kaltfläche herum und wirkt dadurch als Strahlungsschutz. Das Steigrohr ist mit einem Vakuummantel umgeben und ist, ebenso wie die Rückleitung, aus dünnwandigem Neusilberrohr von 4 mm Durchmesser angefertigt.

Um den Heliumverbrauch gering zu halten, ist ein zweites Kühlsystem K_2 eingebaut, das mit flüssiger Luft oder flüssigem Stickstoff beschickt wird. Es besteht im wesentlichen aus einer Kupferrohrspirale, durch die die flüssige Luft geleitet werden kann. Diese Spirale ist fest mit einem Messingkörper verlötet, der als vorgekühlte Montagefläche für die Kaltfläche dient. Die Befestigung erfolgt über 4 mm starke Teflonstäbe T, deren Wärmeleitvermögen so gering ist, daß keine nennenswerten Wärmemengen übertragen werden können. Außerdem trägt die Montagefläche einen Strahlungsschirm S_1, der aus vernickeltem, auf Hochglanz poliertem Messingblech besteht. Er befindet sich auf der Temperatur der flüssigen Luft und schirmt den ganzen Probenraum gegen die Strahlung der Kryostatenwände ab. Ein zweiter Strahlungsschirm S_2 aus Kupfer ist direkt an der Kaltfläche angebracht und nimmt daher deren Temperatur an. Dieser Schirm ist nur außen poliert, auf der Innenseite aber mit Goldmoor geschwärzt, um einen besseren

Temperaturausgleich der Probe mit ihrer Umgebung über die Strahlung zu ermöglichen.

Auf dem äußeren Strahlungsschirm ist ein etwa 1 mm dickes Glasfenster angebracht, das zusammen mit dem Schirm gekühlt wird. Es absorbiert einen großen Teil der einfallenden Raumstrahlung, die die Probe sonst stark erwärmen würde.

Der zylindrische Mantel 2 besteht aus vernickeltem, poliertem Messing. Er wird über die Kühlsysteme gestülpt und gegen den Grundkörper mit einem Rundschnurring abgedichtet. Auf der einen Seite befindet sich in Höhe der Probe P ein 3 mm dickes Quarzglasfenster F mit einem wirksamen Durchmesser von 3 cm, durch das die Meßstrahlung auf die Probe gelangt. In der gleichen Höhe, um 90^{o} gegen das Fenster verdreht (im Bild 5 dem Fenster gegenüber gezeichnet), befindet sich der Anschluß für eine Verdampfungsvorrichtung. Hier kann eine Stromdurchführung angeflanscht werden mit einem aus Wolframdraht gewickelten und mit Aluminiumoxid [29] überzogenen Körbchen, aus dem Silber verdampft werden kann. Dadurch besteht die Möglichkeit, die Proben im Kryostaten selbst herzustellen, ohne daß sie vor der Messung mit der Atmosphäre in Berührung kommen.

An der oberen Stirnfläche des Zylinders ist ein Federkörper FK mit einem Flansch angelötet, an dem der Probenhalter samt Drehdurchführung usw. angeschraubt wird.

Die Drehdurchführung D ist fest mit einer Grundplatte verbunden. Der Drehstift ist auf seiner ganzen Länge durchbohrt und mit einem wärmeisolierenden Teflonrohr verlängert. An dessen Ende befindet sich die Probenhalterung aus Kupfer, deren untere Fläche genau auf die Kaltfläche des Heliumkühlsystems paßt.

Die Thermodrähte zur Messung der Temperatur des Probenhalters und der Temperaturdifferenz zwischen Probenhalter und Probe können bequem durch den Drehstift und das Teflonrohr ins Innere des Kryostaten geführt werden. Sie sind in der Durchführung Duisoliert und vakuumdicht mit UHU-plus eingeklebt.

Der innere Durchmesser des Federkörpers ist so groß, daß der ganze Einsatz, an dem die Probe befestigt wird, vom übrigen Teil des Kryostaten getrennt werden kann. Das bringt den Vorteil mit sich, daß sowohl die Probe als auch die Thermoelemente bequem montiert werden können. Die Thermodrähte brauchen beim Auswechseln einer Probe nicht gelöst zu werden und können sich auch nirgends beim Drehen des Probenhalters verklemmen, da sie im Innern des Drehstiftes geschützt sind.

Hat man die Thermodrähte und die Probe montiert, wird das Ganze mit der Grundplatte an dem Federkörper angeflanscht. Damit dieser beim Evakuieren des Kryostaten nicht durch den äußeren Luftdruck zusammengedrückt wird und damit den Probenhalter samt Kühlsystem zerquetscht, sind um mehrere Führungsbolzen B Stahlfedern gelegt, die den äußeren Druck größtenteils abfangen. Mit der Ringmutter R läßt sich dann noch der Anpreßdruck des Probenhalters auf die Kaltfläche regulieren.

Der hier beschriebene Kryostat hat sich bei der Durchführung der Absorptionsmessungen bewährt, jedoch sollen gewisse Mängel nicht verschwiegen werden. Beim Drehen der Probe muß der Kontakt mit der Kaltfläche gelöst werden, was meist eine Änderung der Probentemperatur zur Folge hat. Ist diese Änderung zu groß, muß die gewünschte Temperatur durch Regulieren des Nadelventils V_2 (Bild 4) neu eingestellt werden, was etwas mühselig ist. Ein weiterer Nachteil bringt die starke thermische Längenänderung von Teflon mit sich. Dadurch senkt sich beim Abkühlen die Kaltfläche etwas gegenüber der Umgebung ab und das Teflonrohr wird ebenfalls kürzer, so daß der Schraubring für jede neue Temperatur nachgestellt werden muß.

Dagegen ist der Verbrauch an Helium sehr gering. Während einer Versuchsdauer von etwa 8 Stunden, innerhalb welcher die Probentemperatur zwischen $300^{\circ}K$ und $30^{\circ}K$ variiert wird, werden weniger als 3 Liter flüssiges Helium verbraucht.

4. Die Thermoelemente

Für die Temperaturmessungen werden zwei Konstantan-Eisen-Thermoelemente verwendet. Das Thermoelement Th_1 (Bild 7) mißt die Temperatur des Probenhalters gegen Eis. Der Durchmesser des Thermodrahtes ist nur 0,1 mm, so daß die Wärmezufuhr ins Innere des Kryostaten gering bleibt. Das Thermoelement Th_2 mißt die Temperaturdifferenz zwischen der Probe und dem Probenhalter. Der etwa drei Zentimeter lange Eisendraht zwischen den beiden Lötstellen ist mit einem Durchmesser von 0,2 mm dicker gewählt worden. Dadurch wird der thermische Kontakt der Probe mit der Umgebung verbessert, was eine kürzere Einstellzeit bis zum Erreichen des stationären Zustandes beim Bestrahlen mit sich bringt. Um eine Erwärmung der Probe durch die Wärmeleitung über den Konstantandraht zu vermeiden, ist dieser an der mit 1 markierten Stelle in gutem thermischen Kontakt mit dem Probenhalter.

Das Thermoelement Th_1 wird zwischen Zimmertemperatur und -200°C durch Messen der Thermospannung ΔV zwischen zwei Lötstellen geeicht, wobei die eine auf 0°C (durch Eiswasser), die andere auf -195,8°C (Temperatur des flüssigen Stickstoffs) abgekühlt wird. Der dabei ermittelte Wert ΔV = 0,007904 Volt weicht von der Eichtabelle der Firma Degussa um den Faktor 0,984 ab. Dementsprechend werden alle anderen Angaben der Tabelle um diesen Faktor verkleinert und als für unser Thermoelement gültig angesehen. Durch diese grobe Eichung wird kein schwerwiegender Fehler gemacht, da eine Änderung des Absorptionsvermögens bei einer Temperaturänderung von 2-3° C sowieso nicht gemessen werden kann.

Unterhalb von -200°C erfolgt die Eichung mit Hilfe eines Kohlewiderstandes der Allen-Bradley-Company. Solche Widerstände sind für die Temperaturmessung sehr geeignet [30], denn für die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes R gilt folgende Beziehung:

$$\log_{10} R + \frac{K}{\log_{10} R} = A + \frac{B}{T}.$$

A,B und K sind drei Konstanten, die aus Widerstandsmessungen

bei drei verschiedenen Temperaturen T gewonnen werden können.

Solche Messungen sind bei Zimmertemperatur, bei der Temperatur der flüssigen Luft und des flüssigen Heliums vorgenommen worden und ergeben folgende Widerstandswerte:

$T(^{\circ}K)$	294,4	84,75	4,20
$R(\Omega)$	25,6	32,55	316

Daraus berechnet man die Konstanten A = 2,6267, B = 2,3686 und K = 1,7272, so daß die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes folgende Form annimmt:

$$\frac{1}{T} = 0{,}4222 \log R + \frac{0{,}7292}{\log R} - 1{,}1089$$

Da der Temperaturverlauf von der thermischen Vorbehandlung abhängt, müssen die Widerstandsmessungen und die Messungen der Thermospannung in derselben Versuchsreihe durchgeführt werden. Das geschieht sehr einfach in einem Glasdewar für Helium, wie es in Bild 8 skizziert ist. An einem Kupferblock sind der Kohlewiderstand und das zu eichende Thermoelement befestigt. Sinkt der Flüssigkeitsspiegel soweit ab, daß sich der Block in einer Heliumatmosphäre befindet, so steigt die Temperatur langsam an. Die zu den verschiedenen Temperaturen gehörigen Werte des Widerstandes und der Thermospannung können bequem gemessen werden und liefern die gesuchte Eichkurve des Thermoelementes. Sie ist in Bild 9 zusammen mit einer Tabelle wiedergegeben.

Viel wichtiger als die Temperaturmessung durch Th_1 ist die Anzeige des Thermoelementes Th_2, mit dem die Probenerwärmung bei Bestrahlung festgestellt wird. Wegen der Relativmessungen interessiert der Zahlenwert der Thermospannung nicht, so daß sie direkt von einem nicht geeichten Galvanometer angezeigt werden kann. Dazu wird im Experiment im allgemeinen ein Gerät vom Typ EG 8 der Firma Ruhstrat verwendet, dessen hohe Spannungsempfindlichkeit voll ausgenutzt werden muß. Bei den im Versuch vorliegenden Bedingungen ist die Spannungskonstante $C_u = 2{,}5\ 10^{-7}$ Volt pro mm Ausschlag des Lichtzeigers, wobei die Einstelldauer des Galvanometers um 10 Sekunden liegt. Da die Empfindlichkeit des Thermoelementes bei Zimmertemperatur 50 10^{-6}

Volt/Grad beträgt, entspricht einer eben noch ablesbaren Änderung des Lichtzeigers auf der Skala von 0,2 mm eine Temperaturdifferenz von 1/1000°Grad.

Zu den Messungen der Wellenlängenabhängigkeit des Absorptionsvermögens bei Zimmertemperatur wird ein um den Faktor 5-10 empfindlicheres Galvanometer der Firma Kipp und Zonen verwendet. Sein Einsatz bei tiefen Temperaturen bringt aber keinen Gewinn, da dort die Temperaturkonstanz nicht ausreichend ist, um die Empfindlichkeit des Gerätes voll ausnützen zu können.

5. Der Strahlengang des Meßlichtes

Der genaue Strahlengang ist in Bild 10 aufgezeichnet. Vom Leuchtfleck einer Quecksilberhöchstdrucklampe HBO 100 wird über einen Spiegel S_1 der Brennweite f=25 cm und dem Durchmesser von 10 cm ein etwa um den Faktor zwei vergrößertes Zwischenbild erzeugt. Ein kleiner Winkelspiegel richtet das Strahlenbündel auf einen zweiten sphärischen Spiegel S_2 mit der Brennweite f=60 cm, in dessen Brennpunkt das Zwischenbild liegt. Gleichzeitig bildet er die Ebene S_1 auf eine plankonvexe Quarzglaslinse der Brennweite f=15 cm ab, wodurch an dieser Stelle die Intensität homogen über den ganzen Bündelquerschnitt verteilt wird. Die Linse erzeugt auf der Probe ein um den Faktor zwei verkleinertes Bild des Leuchtflecks.

Der Leuchtfleck der verwendeten Strahlungsquelle ist nur etwa 0,25 x 0,25 mm^2 groß. Ihre Strahlungsleistung ist im Infrarot etwa kleiner als die einer Wolframbandlampe, doch wird dieser Nachteil durch die Punktförmigkeit mehr als ausgeglichen. Die Proben können sehr klein gemacht werden, ohne daß eine Überstrahlung zu befürchten ist.

Die Quarzglaslinse verursacht einen chromatischen Fehler der Abbildung, der aber bei den Messungen durch Verschieben der Linse berücksichtigt werden kann. Entscheidend für die Wahl des in Bild 10 gezeichneten Strahlenganges ist, daß die Ebene des ersten Spiegels in die Ebene der Quarzlinse abgebildet wird. Dadurch erreicht man, daß hier die Intensität über den gesamten Querschnitt des Strahlenbündels gleichmäßig verteilt

wird, und man kann durch einfaches Verkleinern des Bündelquerschnitts die auf die Probe fallende Intensität meßbar verändern. Das ist wichtig, da das Absorptionsvermögen der Silberseite der Probe nur etwa 0,5 % von dem der Goldmoorseite beträgt. Bei gleicher einfallender Intensität hätte man beide Male extrem verschiedene Galvanometerausschläge zu messen, was sehr unbequem ist. Außerdem würde bei der Bestrahlung der Goldmoorseite die in Abschnitt 1 dieses Kapitels geforderte Bedingung $\Delta T \ll T$ nicht mehr erfüllt sein. Eine Intensitätsschwächung durch Filter besitzt gegenüber dieser Methode den Nachteil, nicht von der Wellenlänge der Strahlung unabhängig zu sein.

Im Experiment werden Kreisblenden B verwendet, die bei der Bestrahlung der Silberseite je nach der vorhandenen Intensität einen Durchmesser von 4 oder 5 cm haben, beim Bestrahlen der Goldmoorseite aber nur einen solchen von 0,5 oder 0,7 cm.

Die gewünschte Homogenität der Intensitätsverteilung wird mit Hilfe eines Selen-Photoelementes geprüft, das über ein Amperemeter kurzgeschlossen ist. Die bestrahlte Kreisfläche des Photoelementes hat einen Durchmesser von 0,5 cm, womit der Querschnitt des Strahlenbündels abgetastet wird. In Bild 11 sind die dabei zu beobachtenden Ausschläge des Amperemeters in willkürlichen Einheiten angegeben.

Die unsymmetrische Verteilung in horizontaler Richtung rührt von den Abbildungsfehlern der leicht schräg stehenden sphärischen Spiegel her. Die maximalen Abweichungen vom Mittelwert von weniger als 2 % wirken sich aber auf das Meßergebnis nicht aus, da bei symmetrischer Lage der Kreisblenden die etwas geringere Intensität der linken Seite durch die höhere Intensität auf der rechten Seite ausgeglichen wird.

Die spektrale Zerlegung der Strahlung erfolgt durch Glas- und Interferenzfilter, bei deren Auswahl fast nie die Forderung nach spektraler Reinheit, sondern immer die nach genügend hoher Durchlässigkeit im Vordergrund steht. Zur Messung der Wellenlängenabhängigkeit des Absorptionsvermögens werden im sichtbaren und infraroten Spektralbereich bis 2000 nm nur Interferenzfilter verwendet, im Sichtbaren zusätzlich ein Verlauffil-

ter. Dieses kann an dem Ort des Zwischenbildes in den Strahlengang eingebaut werden und liefert im durchgelassenen Licht eine spektrale Verteilung von etwa 20 nm Halbwertsbreite. Für zwei weitere Meßpunkte bei λ = 633 nm und λ = 1150 nm wird die Strahlung eines Helium-Neon-Lasers herangezogen, wobei keine Intensitätsprobleme mehr auftreten.

Ein großer Teil der Absorptionsmessungen sind mit einer Glasfilterkombination durchgeführt worden, die für einen breiten Spektralbereich im Infrarot durchlässig ist. Da oberhalb der Wellenlänge λ = 1400 nm das Absorptionsvermögen wellenlängenunabhängig ist, kann dort mit der gesamten, nicht spektral zerlegten Strahlung gemessen werden. Die verwendete Glasfilterkombination besteht aus den Schott-Gläsern RG 10 (3 mm dick) und BG (2 mm dick), deren Durchlaßkurve Bild 12 zeigt (Kurve a). Die Kurve b gibt die spektrale Verteilung der von der Quecksilberhöchstdrucklampe kommenden Strahlung wieder, nachdem sie das kühlbare Glasfenster im Kryostaten sowie die Filterkombination durchlaufen hat. Man sieht, daß im wesentlichen Strahlung der Wellenlängen zwischen 1500 nm und 2400 nm auf die Probe auftrifft, wobei die stark druckverbreiterte Linie bei 1690 nm einen Schwerpunkt der Intensität darstellt.

6. Die Herstellung der Probe

Die Größe der Probe wird wesentlich durch die Meßmethode bestimmt. Um bei gegebener Leistung der Meßstrahlung eine bequem zu beobachtende Temperaturerhöhung zu erzielen, soll diese möglichst groß sein und in möglichst kurzer Zeit ihren Endwert erreichen. Welche Faktoren hierfür entscheidend sind, läßt sich sofort aus der Differentialgleichung für die Temperaturänderung ΔT der Probe ablesen:

$$C \frac{d}{dt}(\Delta T) + (L+S)\,\Delta T = I.$$

Dabei ist C die Wärmekapazität der Probe, L bzw. S beschreiben die Wärmeableitung durch die Thermodrähte bzw. die Energieabstrahlung an die kältere Umgebung. I ist die absorbierte Strahlungsleistung. Daraus erhält man die Temperaturerhöhung im

stationären Gleichgewicht:

$$\Delta T_o = \frac{I}{L+S}. \tag{28}$$

Sie ist umso größer, je größer die Strahlungsleistung und je schlechter der Wärmekontakt der Probe mit ihrer Umgebung ist. Wird die Bestrahlung unterbrochen, so klingt die Temperaturerhöhung exponentiell ab:

$$\Delta T \sim e^{-\frac{L+S}{C}t}.$$

Daraus läßt sich eine Relaxationszeit durch die Beziehung $\tau = C/L+S$ definieren. Diese soll im Experiment möglichst klein sein, damit sich das stationäre Gleichgewicht schnell einstellt. Dazu muß entweder der Wärmekontakt gut gemacht werden, was nach (28) aber zu einem kleinen ΔT_o führt, oder die Masse der Probe muß sehr klein gehalten werden.

Diese kurze Rechnung zeigt, daß kleine und dünne Proben erwünscht sind. Eine möglichst geringe Dicke stimmt auch mit der im Abschnitt 1 dieses Kapitels aufgestellten Forderung nach einem vollkommenen Wärmekontakt zwischen den beiden Oberflächen der Probe überein.

Zur Herstellung der Proben wird reines Silber aus einem Wolframschiffchen bei einem Druck im Rezipienten der Aufdampfanlage von etwa $4\ 10^{-6}$ Torr verdampft. Als Träger dienen frisch gespaltene Glimmerblättchen, auf denen sich die 1500 - 2000 nm dicken Silberschichten niederschlagen. Die Aufdampfraten betragen ungefähr 500 Angström pro Sekunde. Anschließend werden die Schichten in 6 mm breite und 15 mm lange Streifen eingeteilt und vorsichtig mit Hilfe einer Pinzette von der Unterlage gelöst. Dabei muß ein Knicken der Probe vermieden werden, da sie sich sonst ganz einrollt und nicht mehr gebraucht werden kann.

Da die Proben noch mit einer Goldmoorschicht zu versehen sind, werden die abgelösten Streifen wieder auf dieselben Stellen der Glimmerunterlage gelegt, wo sie wie angeklebt liegen blei-

ben. Danach wird das Ganze mit einer Goldmoorschicht überdeckt die entsteht, wenn man Gold bei sehr schlechtem Vakuum (0,5 - 1 Torr) langsam verdampft. Nach diesem Bedampfen ist die Probe fertig. Die schon einmal abgelösten Streifen können leicht von der Glimmerunterlage abgezogen werden, ohne daß die schlecht haftende Goldmoorschicht abbröckelt. Aus den Streifen schneidet man mit einer Rasierklinge möglichst ebene Stücke der Größe 3x6 mm^2 heraus und klebt sie mit einem Tropfen Silberleitlack an die Lötstelle des Thermoelementes Th_2 (Bild 7). Das geschieht zweckmäßigerweise auf der geschwärzten Probenseite, weil sonst die Gefahr besteht, daß ein Teil der von der glänzenden Seite reflektierten Strahlung auf die Lötstelle trifft und dadurch ein zu hohes Absorptionsvermögen des Silbers vortäuscht. Die so hergestellten Proben können im Kryostaten nocheinmal mit einer Silberschicht überdampft werden, so daß sie nicht vor dem Ausmessen mit Luft von Normaldruck in Berührung kommen. Diese zweiten Schichten sind etwa 300 nm dick und werden mit einer Aufdampfrate von 150 Angström pro Sekunde hergestellt.

Da aufgedampfte Silberschichten einen starken Alterungseffekt zeigen, müssen sie getempert werden. Das geschieht am einfachsten im Kryostaten selbst, indem die gesamte Strahlung der Quecksilberhöchstdrucklampe auf die geschwärzte Probenseite gerichtet wird, wobei sich die Probe auf etwa 150°C erwärmt. Bei den im Kryostaten selbst hergestellten Schichten bewirkt das Tempern eine Verringerung des Absorptionsvermögens um 10-20 % bei einer Temperzeit von $1\frac{1}{2}$ Stunden (längeres Tempern bei dieser Temperatur bringt keine Änderung mehr), während es auf das Absorptionsvermögen der anderen Proben keinen meßbaren Einfluß hat. Das liegt wohl daran, daß in diesem Falle zwischen der Herstellung der Probe und dem Messen wenigstens 24 Stunden liegen, während denen der Alterungsprozeß auch bei Zimmertemperatur erfolgen kann.

7. Die schwarze Goldmoorschicht

Als Referenzabsorber mit bekanntem Absorptionsvermögen dient bei den Experimenten eine Goldmoorschicht. Sie entsteht als

tiefschwarze, samtartig erscheinende Schicht, wenn man bei schlechtem Vakuum (ungefähr 0,8 Torr) Gold aus einem Wolframschiffchen verdampft.

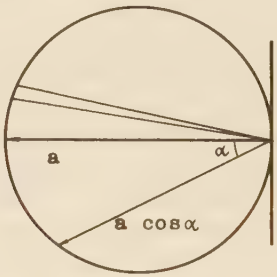
Ausführliche Unterlagen über die Abhängigkeit des Absorptionsvermögens dieser Schichten von den Aufdampfbedingungen wie Druck, Zusammensetzung des Restgases, Aufdampfgeschwindigkeit usw. sind aus der Literatur [31] bekannt. Da es nach diesen Messungen wesentlich von den verschiedenartigsten Parametern abhängt ist es zweckmäßig, die im Experiment verwendeten Schichten selbst auszumessen. Das kann z.B. fotografisch durch Vergleich der Schwärzungen geschehen, die das an der Goldmoorschicht bzw. an einem Silberspiegel reflektierte Licht hervorruft. Dazu wird eine Blende nach Bild 13 von dem Objektiv über einen Silberspiegel auf die Wand einer Streukammer abgebildet, an der ein Filmstreifen fest anliegt. Ersetzt man danach den Silberspiegel durch die auszumessende, diffus reflektierende Goldmoorschicht, so wird das Licht in den gesamten Halbraum gestreut. Nimmt man dabei eine Intensitätsverteilung mit dem Winkel nach dem Lambertschen Cosinusgesetz $I = I_0 \cos \alpha$ an, so läßt sich aus den gemessenen Schwärzungen der Filme die gesamte reflektierte Strahlung an der Goldmoorschicht zu der am Silberspiegel reflektierten ins Verhältnis setzen.

Im Versuch lieferte eine 20-minütige Belichtung bei der Reflexion an der Goldmoorschicht eine brauchbare Schwärzung. Dieselbe Schwärzung wurde gemessen, wenn der Film bei der Reflexion am Silberspiegel nur 1/50 Sekunde lang belichtet wurde. Dabei mußten Graufilter die Intensität noch um den Faktor 0,0035 herabsetzen.

Zur Berechnung des reflektierten Intensitätsverhältnisses betrachten wir die Skizze auf dieser Seite. Im Falle der Reflexion nach dem Lambertschen Cosinusgesetz ist die gesamte reflektierte Strahlung durch das Volumen

$$S_1 = \frac{4}{3} \pi \left(\frac{a}{2}\right)^3$$

der gezeichneten Kugel gegeben. Die Einheit a kann dabei willkürlich gewählt werden. Bei der Reflexion am Silberspiegel verläuft die von einem Flächenelement ausgehende Strahlung innerhalb des gezeichneten Kegels, dessen Öffnung im Versuch 1,8:160 ist. Da die Höhe des Kegels



ungefähr a ist, wird die reflektierte Gesamtstrahlung durch

$$S_2 = \frac{\pi}{3} \left(\frac{0{,}9a}{160}\right)^2 a$$

gegeben. Berücksichtigt man noch die unterschiedliche Belichtungszeit um den Faktor 20x60x50 und die Schwächung durch die Graufilter, so ist das Verhältnis v aus der gesamten reflektierten Strahlung an der Goldmoorschicht und der Strahlung an dem Silberspiegel (Reflexionsvermögen ≈ 1):

$$v = \frac{S_2}{S_1} \frac{20x60x50}{0{,}0035} = 1{,}1 \cdot 10^{-3}$$

Demnach wird etwa 1/10 % des sichtbaren Lichtes von der Goldmoorschicht reflektiert, der Rest also absorbiert.

Nun ist das Absorptionsvermögen bestimmt von der Wellenlänge abhängig. Um diese Abhängigkeit zu untersuchen, wurde das Re-

flexionsvermögen einer Goldmoorprobe mit einem Spektralphotometer auch im nahen Infrarot gemessen. Das Ergebnis zeigt die Tabelle

λ (nm)	600	800	1000	1200	1500	1800	2000	2500
R(%)	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,03	0,04

Die Werte für R stellen natürlich nur Relativwerte dar, da durch den Kollimatorspiegel des Spektralphotometers nur ein begrenzter Teil der in den gesamten Halbraum gestreuten Strahlung erfaßt wird. Jedoch ist zu erkennen, daß das Reflexionsvermögen mit wachsender Wellenlänge allmählich zunimmt. Allerdings läßt sich daraus nicht ohne weiteres ein abnehmendes Absorptionsvermögen der Goldmoorschicht herauslesen, da man annehmen darf, daß mit zunehmender Wellenlänge der spiegelnd reflektierte Anteil immer mehr anwächst, der natürlich ganz vom Kollimatorspiegel erfaßt wird. Dadurch wird ein etwas zu geringes Absorptionsvermögen vorgetäuscht.
Zusammenfassend darf man sagen, daß die im Experiment als Referenzabsorber verwendeten Goldmoorschichten im gesamten interessierenden Spektralbereich ein Absorptionsvermögen $A > 0{,}99$ aufweisen. Bei der Auswertung der Messungen wird immer $A = 1$ angenommen.

8. Gesamtansicht der Meßapparatur

Auf Bild 14 sind die wesentlichen Teile der Apparatur zu erkennen: Die beiden sphärischen Spiegel S_1, S_2, der Umlenkspiegel U sowie die Quarzlinse L bilden den Brennfleck der Quecksilberhöchstdrucklampe HBO 100 durch das Fenster im Kryostaten K auf die Probe ab. Das gut sichtbare Steigrohr S, das fest mit dem Kryostaten verbunden ist, reicht tief in das Helium-Vorratsgefäß He. Zum Einführen des Steigrohres in die Transportkanne kann der ganze Kryostat an dem im Hintergrund sichtbaren Gestell in die Höhe und langsam wieder heruntergefahren werden.

Auf dem Arbeitstisch im Vordergrund steht der Kompensator zur Messung der Thermospannung des Eisen-Konstanten-Thermoelementes, das die Temperatur des Probenhalters anzeigt. Das Galvanometer, das die Temperaturerhöhung der Probe selbst mißt, ist auf dem Bild nicht zu sehen.

V. Die Experimente

1. Die Linearität der Anzeige

Um nachzuweisen, daß die Temperaturerhöhung und auch der entsprechende Galvanometerausschlag bei Bestrahlung der Probe linear mit der absorbierten Leistung geht, wurden zwei Messungen einmal bei Zimmertemperatur und einmal bei T=40°K dazu durchgeführt. Bei hohen Temperaturen kann eine Nichtlinearität nur dann auftreten, wenn die für das einfache, in IV.1 beschriebene Auswerteverfahren notwendige Näherung $(T+\Delta T)^4 = T^4 + 4T^3 \Delta T$ nicht mehr möglich ist. Andere Ursachen für Nichtlinearitäten wie die Änderung des Wärmeleitvermögens oder der Empfindlichkeit des Thermoelementes mit der Temperatur können dagegen vernachlässigt werden. Demnach darf man eine lineare Anzeige bei Temperaturänderungen bis zu einigen Graden erwarten, was durch die in Bild 15 wiedergegebene Messung bestätigt wird. Sie zeigt, daß Temperaturänderungen von einem Grad bei höheren Temperaturen völlig unkritisch sind.

Bei tiefen Temperaturen wird eine nichtlineare Anzeige gerade durch jene Faktoren bewirkt, die man bei Zimmertemperatur vernachlässigen kann. In Kapitel IV.1 ist ausgerechnet worden, daß unterhalb 70°K der Energieaustausch der Probe mit der Umgebung mittels Strahlung gegenüber der Wärmeleitung durch die Thermodrähte vernachlässigt werden kann. Demnach braucht man hier auf die Gültigkeit der Näherung $(T+\Delta T)^4 = T^4+4T^3 \Delta T$ keine Rücksicht zu nehmen. Andererseits ändert sich in diesem Temperaturbereich das Wärmeleitvermögen der Thermodrähte und insbesondere die Empfindlichkeit des Thermoelementes so stark mit der Temperatur, daß dadurch bei zu hohen ΔT-Werten die Anzeige den linearen Bereich verläßt. Unkritisch ist dagegen die Änderung der spezifischen Wärme, die sich nur in einer Änderung der Einstelldauer des stationären Zustandes bemerkbar macht.

Die starke Empfindlichkeitsänderung des Thermoelementes wird in einer mehr als linearen Zunahme des Galvanometerausschlages mit größer werdender Strahlungsleistung sichtbar, was sich in den Ergebnissen einer Messung wiederspiegelt (s. Tabelle), die bei einer Probentemperatur von 40°K durchgeführt worden ist:

Auffallende Intensität I (willk. Einheiten)	25	49	900
I normiert	1	1,96	36
Galvanometerausschlag G (mm)	7,5	14,9	317
G normiert	1	1,99	42,2
$\Delta T(^{o}C)$	0,1	0,2	3,5

Bei völlig linearer Anzeige müßten in der zweiten und vierten Zeile dieselben Zahlen untereinander stehen. Die entsprechenden Temperaturerhöhungen sind in der letzten Zeile angegeben. Man sieht, daß bei einem ΔT von $3,5^{o}C$ die Anzeige bereits um 20 % zu groß ausfällt, während die Differenz bei $\Delta T=0,2^{o}$ innerhalb der Fehlergrenze dieser Messung liegt, so daß man wenigstens bis zu dieser Temperaturerhöhung mit einer linearen Anzeige rechnen darf. Bei $\Delta T = 1^{o}C$ wächst der Fehler ungefähr auf 8 % an, was man der Eichkurve des Thermoelementes (Bild 9) natürlich auch direkt entnehmen kann. Da die Temperaturschwankungen der Probe von dieser Größenordnung sind, ist die Genauigkeit der Messung bei tiefen Temperaturen entsprechend gering. Wegen des statistischen Charakters dieser Schwankungen läßt sich aber der Fehler durch mehrmaliges Messen reduzieren.

2. Die Messungen zur Wellenlängenabhängigkeit des Absorptionsvermögens bei Zimmertemperatur

Um bei den Absorptionsmessungen nur den Beitrag der Leitungselektronen zu erhalten, muß die Wellenlänge der Meßstrahlung genügend groß gewählt werden. Aus der Wellenlängenabhängigkeit läßt sich erkennen, wie weit man in den infraroten Spektralbereich gehen muß, damit mit Sicherheit der Beitrag der gebundenen Elektronen zum Absorptionsvermögen vernachlässigt werden kann.

Nach den Ausführungen des Kapitels III liefert die Wechselwirkung der Elektronen mit den Phononen, den Gitterdefekten und mit der Metalloberfläche ein wellenlängenunabhängiges Absorptionsvermögen, während man nach Gleichung (20) einen quadratisch

mit der Frequenz der Meßstrahlung ansteigenden Beitrag als Folge der Elektron-Elektron-Wechselwirkung zu erwarten hat, über dessen Größe das Experiment Aufschluß geben kann. Dazu ist an drei verschiedenen Proben das Absorptionsvermögen als Funktion der Wellenlänge gemessen worden. Das Ergebnis dieser Messungen ist in der nächsten Tabelle zusammengestellt, die in der zweiten Spalte die Art der spektralen Zerlegung der Meßstrahlung angibt. Neben Interferenzfiltern (IF) und einem Verlauffilter (VF) sind bei größeren Wellenlängen Kombinationen von Glasfiltern mit einem breiten spektralen Durchlaßbereich benützt worden, dessen obere Grenze bei 2500 nm liegt.

Die 3. Probe wurde im Kryostaten selbst bedampft.

		Absorptionsverm.(%)		
Wellenlänge λ(nm)	Spektr.Zerlegung	1.Probe	2.Probe	3.Probe
400	Verlauffilter		5,35	
405	Interf.-Filter	4,25		4,16
436	IF	3,34		3,16
492	IF	2,17		
500	VF		2,20	
546	IF	1,75		1,59
582	IF	1,63		1,48
600	VF		1,47	
633	He-Ne-Laser	1,33		1,25
888	IF		0,95	
1150	He-Ne-Laser	0,84		0,78
1200	IF	0,82	0,84	
1590	IF		0,77	
2000	IF		0,82	
>1400	BG 38 + RG 10	0,81		0,75
>1700	UG8+VG3+BG18			0,75

Die Messungen sind in Bild 16 graphisch dargestellt, wobei die durchgezogene Kurve einen mittleren Wert aus allen drei Messungen repräsentiert. Aus diesem Diagramm liest man folgendes ab: Im sichtbaren Spektralbereich wächst das Absorptionsvermögen

sehr stark mit abnehmender Wellenlänge an, was durch den Beitrag der gebundenen Elektronen bedingt wird. Mit zunehmender Wellenlänge wird der Verlauf immer flacher und kann oberhalb 1400 nm als konstant innerhalb der Grenzen angesehen werden, die durch den Meßfehler gegeben sind. In diesem Wellenlängenbereich liefern also nur noch die Leitungselektronen einen Beitrag zum Absorptionsvermögen, der ja auch von der Theorie als wellenlängenunabhängig vorausgesagt wird. (Der Beitrag der wellenlängenabhängigen Elektron-Elektronwechselwirkung scheint vernachlässigbar klein zu sein. Die genaue Diskussion folgt im nächsten Kapitel).

Mit diesen Messungen ist auch gezeigt, daß die Filterkombination BG 38 + RG 10 (Bild 12) für die geeignete Strahlung durchlässig ist. Alle folgenden Absorptionsmessungen sind damit durchgeführt worden.

3. Messungen zur Temperaturabhängigkeit des Absorptionsvermögens für 1400 nm $< \lambda <$ 2400 nm

Die Absorptionsmessungen in Abhängigkeit von der Probentemperatur sind zwischen Zimmertemperatur und etwa 30°K durchgeführt worden. Die Temperatur kann in diesem Bereich kontinuierlich variiert werden, indem die durch das Helium-Kühlsystem gepumpte Menge an kaltem Heliumgas verändert wird. Temperaturen unter 30°K werden nicht erreicht, da der thermische Kontakt der Probe zum Probenhalter über die dünnen Thermodrähte so klein ist, daß die vom kühlbaren Fenster (- 150°C) ausgehende Temperaturstrahlung genügt, um die Probe zu erwärmen. Zudem ist die Empfindlichkeit des Thermoelementes unterhalb 30°K schon so gering, daß die Temperaturerhöhungen kaum mehr gemessen werden können.

Die Messungen bei tiefen Temperaturen gestalten sich recht langwierig. Ist die Probe bei Zimmertemperatur relativ zum Strahlengang justiert, was durch Verschieben der Quarzlinse in Richtung der optischen Achse des Strahlenganges und senkrecht dazu geschieht, so kann mit dem Abkühlen begonnen werden. Dabei wird laufend kontrolliert, ob der Probenhalter noch guten Kontakt zu der Kaltfläche hat. Die starke Verkürzung der Teflon-

stäbe hat zur Folge, daß während des Abkühlens durch Nachstellen der Ringmutter am Kryostaten dafür zu sorgen ist, daß der äußere Luftdruck den Probenhalter fest auf die Kaltfläche preßt. Dadurch ändert sich aber die Lage der Probe zum Strahlengang, so daß hin und wieder nachjustiert werden muß (etwa bei -50°C, -100°C, -150°C und -200°C). Das zweite Kühlsystem braucht bei Messungen oberhalb -50°C nicht gekühlt zu werden; bei tieferen Temperaturen wird es dauernd auf der Temperatur des flüssigen Stickstoffes gehalten.

Bei geschickter Handhabung des Regulierventils dauert es etwa eine halbe Stunde, bis sich eine gewünschte Probentemperatur einstellt. Dabei ändert man zweckmäßigerweise die Temperatur zu niedrigeren Werten hin, da die thermische Isolation des Kühlsystems so gut ist, daß es sich nur ganz allmählich von selbst erwärmt. Eine vollständige Temperaturkonstanz wird nicht erzielt, doch erreicht man mit dieser einfachen manuellen Regulierung eine Temperaturdrift der Probe bzw. des Probenhalters, die kleiner als 1° pro Meßdauer (6-7 min.) ist. Diese Drift macht sich in der Temperaturdifferenz zwischen Probe und Probenhalter nur noch stark abgeschwächt bemerkbar, führt aber doch zu einer Nullpunktverschiebung des Galvanometers von ungefähr 5-10 % des Meßsignals. Um diese Verschiebung zu eliminieren, wird der Galvanometernullpunkt vor und nach dem Bestrahlen der Probe abgelesen. Dabei muß die Zeit zwischen dem Ablesen des ersten Nullpunktes und dem Ende der Bestrahlung gleich der Zeit zwischen dem Ende der Bestrahlung und dem Ablesen des zweiten Nullpunktes sein, um aus einer einfachen Mittelung die Größe des Meßsignales zu erhalten. Diese Messungen werden mehrere Male wiederholt und zwar bei Temperaturen oberhalb -180°C etwa 4-5 mal sowohl für die Silberseite als auch für die Goldmoorseite, bei tieferen Temperaturen sogar 10 mal, da hier das Meßsignal sehr klein ist. Die Bestrahlungsdauer bei höheren Temperaturen liegt wegen der langen Einstellzeit des stationären Zustandes bei 45 Sekunden und verringert sich bis auf wenige Sekunden bei den tiefsten erreichten Temperaturen als Folge des raschen Absinkens der spezifischen Wärme der Probe.

Im allgemeinen kann nach dem Drehen der Probe um 180° nicht sofort weitergemessen werden, da sich die Temperatur durch das Lösen des thermischen Kontaktes etwas ändert. Es dauert weitere 10-15 Minuten, bis sie sich wieder stabilisiert hat, so daß man pro Meßpunkt mit einer Stunde Meßzeit rechnen kann. Ein Beispiel einer solchen Meßreihe, die zu einem einzigen Meßpunkt führt, sei hier wiedergegeben.

a) Bestrahlung der Silberseite

Thermospannung Th_1 (mVolt)	1. Nullpkt. (mm)	Endausschlag bei Bestrahlung (mm)	2.Nullpkt. (mm)	Signal (mm)
8,555	61,4	64,3	61,0	3,1
8,55	57,9	61,0	58,0	3,05
	58,6	60,8	58,0	2,5
	58,7	62,0	59,6	2,85
	59,0	62,0	59,6	2,7
	59,0	61,5	58,4	2,8
	58,0	61,0	58,4	2,8
8,54	58,0	60,9	58,3	2,75
	58,2	60,9	58,3	2,65
	58,3	61,4	58,7	2,9
			Mittelwert:	2,81

b) Bestrahlung der Goldmoorseite

8,55	58,8	65,9	59,0	7,0
	58,2	65,8	58,9	7,2
	58,3	65,3	58,0	7,15
	58,7	66,0	58,7	7,3
	57,8	65,0	58,8	6,7
	57,8	64,8	57,9	6,95
	57,9	65,0	57,9	7,1
			Mittelwert:	7,05

Die Temperatur der Probe war 39°K. Aus den Schwankungen der Thermospannung während der gesamten Meßzeit liest man eine Temperaturschwankung von etwa 1° ab.

Aus den gemittelten Differenzen 2,81 mm bzw. 7,05 mm erhält man das gesuchte Absorptionsvermögen $A = \frac{1}{S}\frac{2.81}{7,05}$, wobei S die Schwächung der Strahlungsintensität beim Bestrahlen der schwarzen Goldmoorseite ist. Bei diesem Versuch war 1/S = 0,0102, so daß A = 0,405 % herauskommt.

Nach dem eben beschriebenen Verfahren wurden von insgesamt 6 Proben das Absorptionsvermögen in dem Temperaturbereich zwischen 30°K und Zimmertemperatur gemessen. Die Ergebnisse sind in Bild 17 eingetragen, wobei die Messungen an den verschiedenen Proben durch verschiedene Zeichen gekennzeichnet sind.

Die Proben wurden zum Teil unterschiedlich hergestellt. Die mit den Zeichen ▵ und × versehenen Meßpunkte stammen von Proben, die bei ungefähr 4 10^{-6} Torr aufgedampft wurden und anschließend mit Luft von Normaldruck in Berührung kamen. Die zweite dieser Proben wurde im Kryostat eine Stunde lang bei 150°C getempert, die erste dagegen nicht. Die drei mit · ○ + bezeichneten Proben wurden im Kryostat selbst gedampft, eine Stunde lang getempert und anschließend vermessen. Der Druck im Kryostat betrug ebenfalls ungefähr 10^{-6} Torr. Bei der Probe ▫ war der Druck während des Aufdampfens im Kryostat kleiner als 10^{-7} Torr, stieg jedoch während der Messung bei höheren Temperaturen auf 10^{-6} Torr an.

Man sieht aus Bild 17, daß die Messungen an den verschiedenen Proben weitgehend übereinstimmen. Die Verschiedenheit der Herstellung hat keinen meßbaren Einfluß auf das Ergebnis.

Die nächste Tabelle gibt die Mittelwerte wieder, die durch die Kurve in Bild 17 charakterisiert werden.

T(°K)	30	40	50	60	70	80	100	150	200	250	295
A(%)	0,385	0,385	0,39	0,395	0,405	0,415	0,44	0,50	0,575	0,645	0,72

4. Fehlerbetrachtung

Die Größe des Meßfehlers, der beim Ablesen des Galvanometers gemacht wird, ist gering. In der angegebenen Meßreihe beträgt

der Gaußsche Fehler bei der Messung auf der Silberseite etwa 2 %, bei der Messung auf der Goldmoorseite etwa 1 %, so daß der Ablesefehler eine Ungenauigkeit von 3 % für das Absorptionsvermögen mit sich bringt. Dazu kommen noch andere Fehlerquellen, wie ungenaue Justierung der Probe bezüglich des Strahlenganges, Änderung dieser Justierung bei Temperaturänderung und der Einfluß der Temperaturschwankungen während der Messung. Die Größe dieser Fehler läßt sich, sofern sie statistischer Natur sind, aus der Streuung der Meßwerte für die verschiedenen Proben abschätzen. Er liegt in der Nähe von 4 %, so daß der einzelne Meßpunkt mit einem Fehler von 7 % behaftet ist. Die in der Tabelle angegebenen Mittelwerte dagegen dürften einen Fehler von weniger als 2 % aufweisen.

5. Die Messung des Restwiderstandes

Neben den beschriebenen Absorptionsmessungen ist die Leitfähigkeit einer Silberprobe in Abhängigkeit von der Temperatur gemessen worden, um den Restwiderstand zu ermitteln. Diese Probe wird natürlich unter denselben Aufdampfbedingungen hergestellt wie die, an denen das Absorptionsvermögen gemessen wird. Dazu dampft man zunächst auf eine frisch gespaltene Glimmerunterlage vier Silberkontakte (Skizze). Bei 1 und 2 werden die

Stromzuführungen mit Leitlack befestigt, während zwischen 3 und 4 die an der Probe abfallende Spannung mit einem Kompensator gemessen wird. Die eigentliche Probe verläuft mehrfach gewunden in der gezeichneten Form, um auf einer kreisförmigen Glimmerunterlage von 4,8 cm Durchmesser einen Streifen mit gut meßbarem Widerstand unterzubringen. Die Länge des Silberstreifens ist l = 12,5 cm, die Breite b = 1,0 mm, die Dicke der ausgemes-

senen Probe 1550 nm.

Die Messung erfolgt in dem beschriebenen Kryostaten, der gegenüber den Absorptionsmessungen etwas abgeändert wird. Der ganze Einsatz 3 aus Bild 5 ist für die Leitfähigkeitsmessung überflüssig und wird durch einen Blindflansch ersetzt, der die obere Öffnung des Kryostaten abdichtet. Die Glimmerunterlage mit aufgedampfter Probe wird direkt auf die Kaltfläche gelegt und angedrückt, um einen guten thermischen Kontakt zu gewährleisten. Neben den vier schon erwähnten Zuleitungen ist noch ein Eisen-Konstantan-Thermoelement auf der Glimmerschicht befestigt, mit dem die Temperatur gemessen werden kann.

Die Probe ist kurz nach ihrer Herstellung in den Kryostaten eingebaut und dort 14 Tage lang bei einem Druck von etwa 10^{-1} Torr aufbewahrt worden. Während dieser Zeit hat sich der Widerstand etwas verringert, was in einer Tabelle genauer aufgeführt ist:

Tage nach der Herstellung	1	2	3	5	6	8	12	14
Widerstand (Ohm) bei Zimmert.	1,40	1,39	1,39	1,38	1,37	1,36	1,35	1,36

Die Änderung des Widerstandes mit der Temperatur ist der nächsten Tabelle zu entnehmen. Es sind nur einige Meßpunkte aufgeführt, da hier im wesentlichen der Restwiderstand bei tiefen Temperaturen von Interesse ist.

Temperatur (^{o}K)	295	110	85	50	40
Widerstand (Ohm)	1,36	0,42	0,30	0,12	0,05

Der Widerstand bei noch tieferen Temperaturen konnte nicht mehr gemessen werden, jedoch macht nach Messungen an massivem Silber [32,33] bei 40^{o}K der temperaturabhängige Anteil des Widerstandes etwa 4 % des Widerstandes bei Zimmertemperatur aus, was mit obigen Meßwerten übereinstimmt. Demnach ist der gesuchte Restwiderstand noch wesentlich kleiner als 0,05 Ohm.

Neben dem Temperaturverlauf des Widerstandes stimmt auch der Absolutwert mit dem an Massivmaterial gemessenen Werten überein. Bei Zimmertemperatur ist nämlich nach der Beziehung $R=\varrho l/q$

(q Querschnitt der Probe) der Wert

$$R = 0{,}016 \frac{0{,}125}{1{,}0 \cdot 1{,}55} \; 10^3 \text{ Ohm} = 1{,}3 \text{ Ohm}$$

zu erwarten, was mit dem gemessenen Wert gut übereinstimmt. Die Leitfähigkeit solch dicker Aufdampfschichten kann demnach gleich der des Massivmaterials gesetzt werden, wobei der Restwiderstand weniger als 3 % des Widerstandes bei Zimmertemperatur beträt.

VI. Diskussion der Meßergebnisse

In diesem Kapitel werden die in Bild 16 bzw. 17 dargestellten Messungen der Wellenlängenabhängigkeit bzw. der Temperaturabhängigkeit des Absorptionsvermögens von Silber diskutiert und mit den in Kapitel III behandelten theoretischen Voraussagen verglichen.

1. Diskussion der Wellenlängenabhängigkeit des Absorptionsvermögens bei Zimmertemperatur

Da wir uns nur für die Leitungselektronen interessieren, betrachten wir den Verlauf weit weg von der Absorptionskante, also etwa bei Wellenlängen größer als 1000 nm. Falls hier kein Einfluß der gebundenen Elektronen mehr vorhanden ist, sollte die Wellenlängenabhängigkeit durch

$$A\lambda = \left(\frac{m}{\pi N e^2}\right)^{1/2} \frac{1}{\tau_e}(T)\ \left(1 + \left(\frac{\hbar\omega}{2\pi kT}\right)^2\right) \qquad (20)$$

gegeben sein. Dabei zeigt der Index λ an, daß durch diesen Ausdruck nur der von der wellenlängenabhängigen Elektron-Elektron-Wechselwirkung herrührende Anteil beschrieben wird. Alle anderen Beiträge sind wellenlängenunabhängig.

Der Ausdruck (20) läßt sich noch etwas vereinfachen, denn wie die zweite Zeile der nächsten Tabelle zeigt, kann im nahen infraroten Spektralbereich die 1 in der Klammer gegen den zweiten Term vernachlässigt werden.

λ (nm)	400	600	800	1000	1200	1500	2000
$\left(\frac{\hbar\omega}{2\pi kT}\right)^2$	370	164	92,5	59	41	26	14,8
$A\lambda$ (%)	0,34	0,19	0,11	0,07	0,05	0,03	0,017

Damit wird der Beitrag zum Absorptionsvermögen von der Temperatur unabhängig. Setzt man die Zahlenwerte für m, N und die Naturkonstanten e, k und h in (20) ein, so erhält man

$$A\lambda = 8{,}6\ 10^{-15}\ \frac{1}{\tau_e}\ \frac{1}{\lambda^2} \qquad (\lambda \text{ in } \mu) \qquad (29)$$

Daraus läßt sich $1/\tau_e$ bestimmen. Dazu betrachten wir die Tabelle Seite 42, in der die Meßwerte für die Wellenlängenabhängigkeit des Absorptionsvermögens von drei Silberproben zusammengestellt sind. Man sieht, daß sich bei allen drei Proben das Absorptionsvermögen zwischen $\lambda = 1200$ nm und $\lambda = 2000$ nm um weniger als 0,0003 ändert. Diese Änderung ist so gering, daß sie bereits in der Gegend der Meßungenauigkeit liegt, was man an den unterschiedlichen Absolutwerten der drei Proben deutlich ablesen kann. Nimmt man aber die Änderung von 0,0003 als obere Grenze an, so kann wenigstens der Wert für $1/\tau_e$ nach oben abgeschätzt werden. Man erhält damit aus (29):

$$\frac{\Delta A_\lambda}{\Delta(\frac{1}{\lambda^2})} = \frac{0{,}0003}{0{,}445} = 8{,}6\ 10^{-15}\ \frac{1}{\tau_e}.$$

$$\frac{1}{\tau_e} = 0{,}8\ 10^{11}\ \text{Hertz}.$$

Mit diesem Wert läßt sich das Absorptionsvermögen A_λ aus (29) berechnen, wobei sich die in der dritten Zeile der Tabelle auf Seite 50 eingetragenen Beiträge ergeben. Sie stellen im Sichtbaren etwa 10 %, bei 2000 nm aber nur 2 % des Gesamtabsorptionsvermögens dar.

Vergleich mit theoretischen Werten für $1/\tau_e$.
Nach theoretischen Betrachtungen von Abrahams [26] macht Jones [34] eine Abschätzung für die mittlere freie Weglänge l_e, die mit der Relaxationszeit τ_e über die Fermigeschwindigkeit gemäß $v = l_e/\tau_e$ zusammenhängt. Er findet für die Edelmetalle $l_e \approx 10^{-3}$ cm, woraus sich mit dem Wert $v = 1{,}4\ 10^8$ cm/sec für Silber

$$\frac{1}{\tau_e} \approx \frac{1{,}4\ 10^8}{10^{-3}}\ \text{Hz} = 1{,}4\ 10^{11}\ \text{Hz}$$

ergibt, was in guter Übereinstimmung mit der Messung ist. Noch bessere Übereinstimmung erhält man, wenn man den von Gurzhi [28] angegebenen Ausdruck

$$\frac{1}{\tau_e} = \omega_o\ (\frac{kT}{\hbar\omega_o})^2$$

benutzt, wobei ω_o die durch $\omega_o^2 = \frac{4\pi Ne^2}{m}$ definierte Plasmaresonanzfrequenz der Leitungselektronen ist. Mit dem Wert $\omega_o = 1{,}34\ 10^{16}$ Hz erhält man daraus für Zimmertemperatur $1/\tau_e \approx 1{,}15\ 10^{11}$ Hz.

Die Rechnungen in diesem Abschnitt haben gezeigt, daß im Nahen Infrarot der Beitrag zum Absorptionsvermögen, der durch die Elektron-Elektron-Wechselwirkung bedingt wird, sehr klein ist. Er macht weniger als 3 % des gesamten Absorptionsvermögens aus und liegt damit in der Nähe des Fehlers, mit dem diese Meßgröße behaftet ist. Dem aus der Messung gefundenen Wert für $1/\tau_e$ kann daher keine hohe Genauigkeit zugeschrieben werden, stimmt aber doch größenordnungsmäßig mit dem theoretischen Wert überein, der auch nur als Abschätzung zu betrachten ist. Bei der weiteren Diskussion wird der Beitrag A_λ nicht mehr beachtet werden.

2. Diskussion der Temperaturabhängigkeit des Absorptionsvermögens

Dieser Anteil des Absorptionsvermögens rührt von der Temperaturabhängigkeit der Elektron-Phonon-Wechselwirkung her, was sich in einer Abnahme des spezifischen Widerstandes ϱ mit sinkender Temperatur bemerkbar macht. Das ist nach der Drudeschen Theorie mit einer entsprechenden Abnahme des Absorptionsvermögens

(1) $$A_D = \left(\frac{Ne^2}{\pi m}\right)\varrho$$

verknüpft. Dieser Verlauf wird durch die quantenmechanische Behandlung des Absorptionsprozesses abgeändert, wofür die Rechnung den Ausdruck

(15) $$A_v = A_k \frac{\Theta}{T}\left[\frac{2}{5} + \frac{4/5}{e^{\Theta/T}-1} + \frac{4}{5}\left(\frac{T}{\Theta}\right)^5 J_5\left(\frac{\Theta}{T}\right)\right]$$

liefert. Dabei ist mit A_k das Absorptionsvermögen gemeint, das man durch Extrapolation aus dem Temperaturbereich $T \gg \Theta$ erhält, wo nach der Theorie sowohl A_D als auch A_v streng proportional mit der Temperatur ansteigen und wo A_D und A_v zusammenfallen sollen. Es muß nun verglichen werden, inwieweit der gemessane Temperaturverlauf durch A_D bzw. bei tiefen Temperaturen durch

A_v richtig wiedergegeben wird.

Dazu ist zunächst zu prüfen, ab welcher Temperatur $\varrho \sim T$ gesetzt werden darf, woraus der Verlauf von A_k ermittelt werden kann, der zur Berechnung von A_v benötigt wird. In der nächsten Tabelle sind einige Meßwerte des spezifischen Widerstandes von massivem Silber angegeben [32,33], zusammen mit dem nach (1) berechneten Absorptionsvermögen. Dabei ist N gleich der Dichte der Atome und m gleich der Masse eines freien Elektrons gesetzt worden.

$T(^oK)$	20,4	81	83	87,4	90,2	195	273
$10^{18}\varrho$ (ESE)	0,008	0,342	0,348	0,388	0,373	1,13	1,65
A_D(%)	0,002	0,074	0,076	0,084	0,081	0,245	0,358

373	473	573
2,32	3,02	3,73
0,503	0,655	0,810

Das Bild 18 zeigt diesen berechneten Verlauf von A_D. Zwischen etwa 100°K und 400°K ändert sich das Absorptionsvermögen streng linear, steigt dann aber stärker mit zunehmender Temperatur an, so daß man nie in einen Bereich kommt, in dem $A_D \sim T$ verläuft. Die schnellere Zunahme oberhalb 400°K rührt her von der immer wirksamer werdenden Elektron-Elektron-Wechselwirkung und von der mit der thermischen Ausdehnung des Kristalls verbundenen Änderung der Debyetemperatur Θ.

Um abschätzen zu können, wie groß die Abweichung von den theoretischen Werten ist, gibt die gestrichelte Kurve in Bild 18 den Verlauf wieder, wenn in (1) nicht die gemessenen Werte von ϱ, sondern die nach der Blochschen Theorie [15] berechneten eingesetzt werden, wobei die beiden Kurven bei $T = \Theta/2$ angepaßt werden. (Für Silber wird $\Theta = 215^oK$ angenommen). Die Anpassung erfolgt hier, weil erfahrungsgemäß die Blochsche Theorie für $T < \Theta$ besonders gut durch die Experimente bestätigt wird. Man sieht, daß oberhalb 200°K die theoretischen Werte immer mehr abweichen, so daß man bereits ab 300°K das Absorptions-

vermögen ungefähr proportional der Temperatur setzen kann. Die genaue Rechnung [35, Tabelle 3] zeigt, daß sich der Wert A_k von dem nach der Blochschen Theorie berechneten bei $T = \Theta$ um 5 %, bei Zimmertemperatur nur noch um 3 % unterscheidet. Da andererseits die Blochsche Theorie nur bei tiefen Temperaturen ($T<\Theta$) recht gut vom Experiment bestätigt wird, für $T>\Theta$ aber Abweichungen auftreten, hat man hier ein Absorptionsvermögen zu erwarten, das durch den gemessenen Verlauf des spezifischen Widerstandes und nicht durch den berechneten gegeben wird. Die weitere Auswertung geht daher folgendermaßen vor sich:
Mit der in Bild 18 eingezeichneten Geraden durch den Nullpunkt, die durch die Gleichung

$$A_k = \frac{0{,}0051}{400} T = 1{,}275\ 10^{-5}\ T \qquad (30)$$

beschrieben wird, wird nach Gleichung (15) die Größe A_v berechnet. Die Differenz $A_v - A_k$ wird für Temperaturen oberhalb der Debyetemperatur nicht zu A_k addiert, sondern zu A_D. Dadurch wird der Tatsache Rechnung getragen, daß hier die Blochsche Theorie des spezifischen Widerstandes nicht mehr genau genug erfüllt ist, daß man also die gemessenen Widerstandswerte zur Bestimmung des Absorptionsvermögens A_v verwenden muß.

Die nächste Tabelle zeigt die mit (15) berechneten Werte von A_v, sowie die Differenz $A_v - A_k$ in Abhängigkeit von der Temperatur.

$T(^\circ K)$	21,5	26,9	35,8	43	53,7	71,5	107,5
A_k(%)	0,0274	0,0343	0,0456	0,0549	0,0685	0,0912	0,1372
A_v(%)	0,1100	0,1104	0,112	0,1147	0,1198	0,1324	0,1663
$A_v - A_k$(%)	0,0826	0,0761	0,0664	0,0598	0,0513	0,0412	0,0291

143,2	179	215	269	295
0,1827	0,2283	0,274	0,343	0,376
0,2048	0,2463	0,289	0,355	0,387
0,0221	0,018	0,015	0,012	0,011

Diese A_v-Werte aus der dritten Zeile der Tabelle sind in dem nächsten Bild 19 als dicke Punkte eingetragen und zwar herauf bis zu der Temperatur von 143,2°K. Die beiden Punkte bei T=215°K und T=295°K erhält man dadurch, daß der Wert A_D an diesen Stellen um 5 % bzw. 3 % erhöht und anschließend noch die Differenz $A_v - A_k$ von 0,015 % bzw. 0,011 % dazuaddiert wird.

Vergleicht man die gestrichelte Kurve mit dem Verlauf der Meßpunkte, so fällt sofort auf, daß die Steigung beider für höhere Temperaturen übereinstimmt. Da diese Steigung dort im wesentlichen durch die Beziehung (1) gegeben wird, gilt

$$(31) \qquad \left(\frac{N^*}{m^*}\right)^{1/2} \varrho_P = \left(\frac{N}{m}\right)^{1/2} \varrho_m .$$

Dabei wird mit ϱ_P der temperaturabhängige Anteil des spezifischen Widerstandes der Probe und mit ϱ_m der des Massivmaterials bezeichnet. Die gesternten Größen stellen eine effektive Elektronendichte bzw. Elektronenmasse dar, die in der Theorie der Leitungselektronen eingeführt werden und die sich von den nicht gesternten unterscheiden, da die Leitungselektronen nicht als völlig frei angesehen werden können. Es ist möglich, die Größe N*/m* aus optischen Messungen zu ermitteln, die mehrfach durchgeführt worden sind. Nach der Drudeschen Theorie gilt nämlich für die gut leitenden Metalle im Nahen Infrarot für den Absorptionsindex k (definiert durch den komplexen Brechungsindex $\bar{n} = n - ik$):

$$k = \left(\frac{4\pi Ne^2}{m}\right)^{1/2} \frac{1}{\omega} .$$

Die aus solchen Messungen ermittelten Werte verschiedener Autoren sind hier zusammengestellt:

Schulz (Oberflächenwert) [36]	$\frac{N^*}{m^*} = 0{,}94\ \frac{N}{m}$
Beattie und Conn [37]	0,9
Hodgson [38]	1,08
Shklyarevskii, Padalka [39]	0,88
Krumm [9]	0,89
Dold und Mecke [40]	0,66

Aus den ersten fünf Messungen erhält man den Mittelwert $\frac{N^*}{m^*} = 0{,}94 \frac{N}{m}$. Der letzte Wert wurde nicht berücksichtigt, da er zu stark von den anderen abweicht. Setzt man den Mittelwert in (31) ein, so sieht man, daß sich ϱ_P um höchstens 3 % von ϱ_m unterscheidet. Solche kleinen Differenzen sind aber bei der erzielten Genauigkeit der Meßwerte nicht unbedingt reell, so daß man beruhigt $\varrho_P = \varrho_m$ setzen kann.

Diskussion der quantenmechanischen Rechnung

Die quantenmechanische Rechnung, die zu einer Abänderung der Drudeschen Theorie besonders für tiefe Temperaturen führt, kann keine exakten Ergebnisse liefern, da die dabei gemachten Näherungen recht grob sind. Bei den Rechnungen, die in Kapitel III beschrieben sind, sind folgende wesentliche Annahmen gemacht worden, die hier genauer diskutiert werden sollen:

a) Die Fermioberfläche ist sphärisch, und die Leitungselektronen können als freie Elektronen betrachtet werden.

b) Die der Streuwahrscheinlichkeit proportionale Größe Q (Gleichung (8)) ist vom Streuwinkel unabhängig.

c) Die Umklapp-Prozesse werden nicht berücksichtigt.

d) Das Schwingungsspektrum des Kristalls hat die Form eines Debyespektrums.

Unter diesen Voraussetzungen ergeben sich für die dem gesuchten Absorptionsvermögen proportionale Größen $1/\tau$ (s. Gleichungen (12) und (13)):

$$\frac{1}{\tau_H} = \frac{b'}{s_H} \left(\frac{T}{\Theta}\right)^5 \int_0^{\frac{\Theta}{T}} Q(z)\, z^3\, dz \quad \text{für } T \gg \Theta \tag{32}$$

$$\frac{1}{\tau_T} = \frac{b'}{2 s_T} \left(\frac{T}{\Theta}\right)^5 \int_0^{\frac{\Theta}{T}} Q(z)\, z^4\, dz \quad \text{für } T \ll \Theta. \tag{33}$$

Dabei stellt b' einen neuen Proportionalitätsfaktor dar. Der Index H steht für hohe, der Index T für tiefe Temperaturen. Wir beschränken uns auf die Diskussion dieser beiden Grenzfälle, da die dazugehörigen Ausdrücke übersichtlich sind, und der Zwischenbereich leicht durch eine der Gleichung (15) entsprechenden Kurve überbrückt werden kann.

Zu a) Die Gestalt der Fermioberfläche ist in den letzten Jahren

häufig untersucht worden. Dabei handelt es sich vor allem um Messungen des de Haas-van-Alphen-Effektes [1,41] und magnetoakustischer Effekte [42,44]. Sie ergeben eine weitgehend sphärische Oberfläche, jedoch mit halsförmigen Ausstülpungen, die die Brillouinzone auf den hexagonalen Flächen berühren. Trotzdem läßt sich der größte Teil der Oberfläche gut durch eine Sphäre annähern.

Zu b) Bei der bisherigen Rechnung ist angenommen worden, daß die der Stoßwahrscheinlichkeit für die Elektron-Phonon-Wechselwirkung proportionale Größe.

$$Q = \left| \int u_{k'} \; u_k \; dr \right|^2 \tag{8}$$

vom Streuwinkel α unabhängig sei. Nun löschen sich aber die Wellenfunktionen $u_{k'}$ und u_k teilweise durch Interferenz aus, und zwar umso mehr, je mehr sich k und k' in ihrer Richtung unterscheiden, so daß die Streuwahrscheinlichkeit mit zunehmendem Winkel immer kleiner wird. Die Abnahme erfolgt nach der unteren Kurve in Bild 20, in der die für den Streuwinkel $\alpha=0$ auf 1 normierte Größe Q gegen $\sin\frac{\alpha}{2}$ aufgetragen ist [46]. Große Streuwinkel sind sehr unwahrscheinlich und für $\alpha=180^\circ$ ist Q sogar null. In Silber können nur α-Werte kleiner als ungefähr 80° auftreten (s. Gl. 10), da das Gitterspektrum nicht Phononen mit beliebig großem Impuls liefern oder absorbieren kann, so daß die in den Gleichungen (32) und (33) auftretende Funktion Q(z) für $\sin\frac{\alpha}{2} > 0{,}64$ gleich null zu setzen ist. Die neue Funktion unterscheidet sich wesentlich von einer - bis her verwendeten - Konstanten, so daß man durch diese Verbesserung eine merkliche Anderung der berechneten Größe A_v zu erwarten hat.

Zu c) Die eben beschriebene Winkelabhängigkeit der Streuwahrscheinlichkeit kann immer noch nicht ganz richtig sein, da der Einfluß der Umklapp-Prozesse vernachlässigt worden ist. Diese Prozesse bewirken insgesamt eine Vergrößerung der Streuwahrscheinlichkeit und führen zu einer noch stärkeren Bevorzugung der Kleinwinkelstreuung, wie das die obere Kurve in Bild 20

zeigt [46]. Der nicht gezeichnete Verlauf für sehr kleine Winkel ist für die Berechnung des Absorptionsvermögens völlig unkritisch, da die Beiträge zu den Integralen in (32) und (33) für kleine Streuwinkel fast null sind. Wertet man die Integrale mit den neuen Funktionen $Q(\sin\frac{\alpha}{2})$ aus, so erhält man für das Verhältnis aus dem Absorptionsvermögen A_T bei tiefen Temperaturen und dem bei hohen Temperaturen (A_H):

$$\frac{A_T}{A_H} = \frac{\tau_H}{\tau_T} = \frac{s_H}{s_T}\, 0{,}36\, \frac{\Theta}{T} \tag{34}$$

Dabei ist es fast gleichgültig, welche der beiden Funktionen aus Bild 20 eingesetzt werden.

Demgegenüber hat die Rechnung mit konstantem Q den Zahlenfaktor 0,40 geliefert (Gl.(14)). Die Änderung ist erstaunlich gering, aber die beiden Funktionen z^3 bzw. z^4 unter den Integralen variieren so viel stärker als Q(z), daß bereits die grobe Näherung der winkelunabhängigen Streuwahrscheinlichkeit gute Ergebnisse liefert. Das ist sehr angenehm, da der genaue Verlauf von Q(z) nicht bekannt ist.

Zu d) Selbstverständlich weicht das wahre Gitterspektrum [47] von dem idealisierten Debyespektrum ab (Bild 21), das bei der Rechnung angenommen wird. Die Änderung mit der Temperatur, die uns allein interessiert, wird aber für beide Schwingungsspektren ähnlich sein und kann durch die Temperaturabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit s berücksichtigt werden. s nimmt mit abnehmender Temperatur zu; aus Messungen des Elastizitätsmoduls [48] erhält man $s_H/s_T = 0{,}95$. Dabei ist s_H die Schallgeschwindigkeit bei Zimmertemperatur, wenn die Anpassung von A_H an die experimentellen Werte ebenfalls bei Zimmertemperatur erfolgt. Damit erhält man schließlich

$$\frac{A_T}{A_{295^\circ}} = 0{,}34\ \frac{\Theta}{295}, \text{ bzw. } A_T = 0{,}0010.$$

Dieser Wert ist um 10 % kleiner als der, den die ursprüngliche Rechnung lieferte. Im Ganzen gesehen sind die hier angegebenen Korrekturen aber recht unbedeutend, da die quantenmechanische Rechnung selbst nur eine Korrektur der ursprünglichen

Drudeschen Theorie darstellt. Der endgültige Verlauf der Volumabsorption ist in Bild 19 eingezeichnet, wo er durch die mit A_v benannte Kurve dargestellt wird. Dabei ist der Verlauf bei mittleren Temperaturen dem der gestrichelten Kurve angepaßt worden.

3. Diskussion der Absorption durch Gitterfehlstellen

Die Messungen zur Leitfähigkeit der aufgedampften Silberproben haben ergeben, daß der Restwiderstand wesentlich unter 4 % des gesamten Widerstandes bei Zimmertemperatur liegt. Sein Beitrag zum Absorptionsvermögen ist damit gegenüber den anderen völlig zu vernachlässigen.

4. Diskussion der Oberflächenabsorption

Vergleicht man die Kurve A_v in Bild 19 mit den experimentellen Werten, so kann man Übereinstimmung erzielen, wenn zu A_v der konstante Beitrag $A_0 = 0{,}30\ 10^{-2}$ hinzuaddiert wird. Die Oberflächenabsorption ist nach Kapitel III aus $A_0 = (1-p)\ \frac{3v}{4c}$ zu berechnen, wobei v die Fermigeschwindigkeit der Elektronen und p der Bruchteil der spiegelnd reflektierten Elektronen bedeutet. Berechnet man v in der Näherung völlig freier Leitungselektronen, so wird $v = 1{,}39\ 10^8$ cm/sec und $A_0 = (1-p)0{,}348\ 10^{-2}$. Dieser Wert ist für p=0 um 14 % höher als benötigt wird, um Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment zu erhalten. Bevor einfach der Parameter p passend gewählt wird, soll diskutiert werden, ob der obige Wert für v eingesetzt werden darf.

Die über die gesamte Fermioberfläche gemittelte Gruppengeschwindigkeit der Leitungselektronen hängt direkt mit der dort vorhandenen Zustandsdichte $N(E_F)$ zusammen. Diesen Zusammenhang erhält man folgendermaßen: Die Zahl der Zustände zwischen den Flächen der konstanten Energie E und E+dE, die einen Abstand dk_n im k-Raum voneinander haben, ist gleich der konstanten Zustandsdichte $1/8\pi^3$ im k-Raum multipliziert mit dem Volumen, das von den beiden Energieflächen eingeschlossen wird:

$$N(E)dE = 2\ \frac{1}{8\pi^3} \int dk_n\ dS \tag{35}$$

Der Faktor 2 rührt von der doppelten Besetzung eines Zustandes durch zwei Elektronen mit verschiedenem Spin her. dS ist das Flächenelement der Fermioberfläche. Mit

$$dk_n = \frac{\partial k_n}{\partial E_n} dE \quad \text{und} \quad v_k = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_k}{\partial k}$$

wird aus (35):

$$N(E_F) = \frac{1}{4\pi^3} \int \frac{dS}{\hbar v_k}. \tag{36}$$

Die Integration erstreckt sich über die Fermioberfläche S, wobei v_k die Gruppengeschwindigkeit der Elektronen mit der Energie E_F und dem Wellenzahlvektor k bezeichnet. Aus (36) definiert man eine mittlere Fermigeschwindigkeit v_F gemäß

$$N(E_F) = \frac{1}{4\pi^3} \frac{S}{\hbar v_F}, \tag{37}$$

die umgekehrt proportional zur Zustandsdichte an der Fermioberfläche ist.

Die Fermioberfläche ist in der [111] - Richtung [45] ausgebeult. Daher steigt dort die Zustandsdichte stark an, weil die in einem k-Intervall konstante Zahl von Zuständen in einem engeren Energieintervall untergebracht werden müssen. Nimmt man an, daß sich die Oberfläche S wenig durch die Verbeulung ändert, so ist nach (37) mit einer kleineren mittleren Fermigeschwindigkeit zu rechnen, als sie das Modell der freien Elektronen liefert. Ebenfalls zu einer Vergrößerung der Zustandsdichte gelangen mehrere Autoren [49,50], wenn sie die Wechselwirkung der Elektronen an der Fermigrenze untereinander und mit den Phononen betrachten. Durch diese Wechselwirkung wird die Eigenenergie eines Teilchens geändert, wodurch sein Impuls und damit auch seine Geschwindigkeit geändert wird.

Diese Abweichungen von der Theorie der freien Metallelektronen müssen sich aus Messungen der spezifischen Wärme c der Leitungselektronen ergeben, denn hierfür gilt:

$$c = \frac{\pi^2}{3} k^2 N(E_F)\, T = \gamma T,$$

wobei k die Boltzmannkonstante ist. Die Ergebnisse solcher Messungen an Silber [51,52] deuten darauf hin, daß die Fermigeschwindigkeit etwa um 2 % kleiner als oben angegeben ist, so daß die Oberflächenabsorption durch

$$A_0 = (1-p)\ 0{,}34\ 10^{-2}$$

gegeben wird. Addiert man diesen Betrag zu A_v (Bild 19), so erhält man für p=0 die oberste Kurve des Diagramms.

Die jetzt noch übrig gebliebene Diskrepanz zwischen dieser theoretischen Kurve und den Meßwerten könnte leicht durch Anpassen des Parameters p beseitigt werden. Nimmt man nämlich an, daß 12 % der Elektronen an der Oberfläche spiegelnd und der Rest diffus reflektiert wird, so ist die Übereinstimmung fast vollkommen. Das Anpassen ist etwas bedenklich, solange man keinen Grund für das unterschiedliche Verhalten der verschiedenen Elektronen angeben kann.

Zunächst liegt es nahe anzunehmen, daß die Rauhigkeit der Oberfläche eine diffuse Reflexion der Elektronen verursacht, ganz in Analogie zu den Erscheinungen in der Optik. Da die de Broglie-Wellenlänge der Elektronen an der Fermigrenze etwa 5 Angström beträgt, hat man bei wesentlich größeren Rauhigkeiten mit p=0 zu rechnen, während bei Unebenheiten in der Größenordnung der Gitterkonstanten ($\approx$ 4 Angström) ein von null verschiedener Wert erwartet wird.

Ganz so einfach scheinen die Verhältnisse aber nicht zu liegen, da nach manchen Messungen der p-Wert auch von der Probentemperatur abhängt. Um den Parameter p besser "in den Griff" zu bekommen, werden daher die wichtigsten in der Literatur vorliegenden Untersuchungen darüber in einer Tabelle zusammengestellt (nächste Seite). Es sind nur Messungen an Silber berücksichtigt worden, da die Ergebnisse von Metall zu Metall etwas verschieden sind.

Die Messungen sind in drei große Gruppen eingeteilt:

a) Leitfähigkeitsmessungen,

b) Messungen des anomalen Skineffektes,

c) optische Messungen.

Autor	Trägermaterial	Schichtdicke (Å)	Restdruck (Torr)	Temperatur bei Messung	Art der Messung	Bemerkungen	Parameter p
53	Glas	variiert	10^{-5}	Zimmertemp.	Widerstand als		0
54	Glas	"		"	Funktion der		0
55	Quarz	"	10^{-6}	"	Schichtdicke	Trägertemp. 20°K. Bei ZT. getempert.	0
56	Glas	1500	10^{-6}	variiert	Widerstand als Funktion der	polykristallin	0
	Glimmer	1500	10^{-6}	"	Temperatur	epitaktisch	>0
57	Glas	1200	10^{-6}	4,2°K	Widerstandsänderung im longit. H-Feld	polykristallin	0
	Glimmer	1350	10^{-6}	"		" ,gealtert	0,66
	Glimmer	2680	10^{-6}	"		epitaktisch	1,0
4	Massivmaterial			variiert	Oberflächenimpedanz		0
11	Massivmaterial			4,2°K	Absorptionsmessungen	elektropoliert	0
36	Quarz			Zimmertemp.	Reflexionsmessungen		0
59/60	superglattes Quarz	1000	10^{-9}	Zimmertemp.	Reflexionsmessungen		1
9	Glas	5000	10^{-5}	Zimmertemp.	n-k-Messungen		0

Am häufigsten sind die Leitfähigkeitsmessungen, die an Aufdampfschichten vorgenommen werden, wobei die Schichtdicke variiert [53,54,55]. Die von allen drei Autoren gemessene Widerstandsänderung ist mit der Theorie für p=0 in Übereinstimmung zu bringen.

Etwas anders werden die Messungen von K.L.Chopra durchgeführt [56]. Er stellt bei einem Vakuumdruck von 10^{-6} Torr gleichzeitig zwei 1500 nm dicke Silberschichten her. Die eine wird epitaktisch auf Glimmer der Temperatur 300°C aufgedampft, die andere auf Glas. Die Messung des Widerstandes in Abhängigkeit von der Temperatur liefert folgendes Resultat: Bis etwa 50°K nimmt der Widerstand linear mit der Temperatur ab und zwar in ähnlicher Weise für beide Proben. Unterhalb 10°K fällt er bei der epitaktischen Schicht viel schneller auf einen wesentlich geringeren Restwiderstand ab, als das bei der polykristallinen Probe auf Glas zu beobachten ist. Nach der Erklärung des Autors findet in diesem Temperaturbereich bei der epitaktischen Schicht ein ziemlich plötzlicher Umschwung von diffuser Reflexion der Elektronen auf spiegelnde Reflexion statt.

Zu diesem Punkt berichtet derselbe Autor [57] von einer weiteren Messung der Widerstandsänderung im longitudinalen Magnetfeld bei 4,2°K. Er stellt drei Proben her:

a) Polykristalline Probe auf Glas, 1200 nm dick,
b) Polykristalline Probe auf Glimmer, 1350 nm dick, gealtert.
c) Epitaktische Probe auf Glimmer, 2680 nm dick.

Man erhält das überraschende Ergebnis, daß der Parameter p vom Verhältnis der Probendicke d zur effektiven freien Weglänge l_{eff} abhängt, wobei diese aus der klassischen Beziehung

$$\sigma_{4,2^\circ K} = \frac{Ne^2}{m} l_{eff}$$

ermittelt worden ist. In der nächsten Tabelle ist der gemessene p-Wert für die drei Proben wiedergegeben.

Probe	d/l_{eff}	p
a	0,5	0
b	0,1	0,66
c	0,05	1

Auch aus dieser Messung zeigt sich, daß bei sehr tiefen Temperaturen und epitaktisch hergestellten Silberschichten mit einem von 0 verschiedenen Wert für p gerechnet werden kann.

Die Messungen des anomalen Skineffektes dagegen sprechen bei Silber und ähnlichen Metallen eindeutig für völlig diffuse Reflexion der Elektronen an der Oberfläche [4].

Die Gruppe der optischen Messungen ist im Zusammenhang mit dieser Arbeit natürlich am interessantesten. Zunächst hat Dingle [58] im Anschluß an seine theoretische Arbeit über den Anomalen Skineffekt die damals vorliegenden Absorptionsmessungen an den Edelmetallen diskutiert und festgestellt, daß alle Messungen unter der Annahme von diffuser Reflexion besser zu erklären sind als mit spiegelnder Reflexion. Jedoch sind die älteren Messungen nicht geeignet, über den richtigen Wert von p eine Entscheidung zu fällen. Später findet Biondi [11] bei seiner Absorptionsmessung bei 4,2°K an einer elektropolierten Probe, daß auch hier p=0 angenommen werden muß.

Diesen Absorptionsmessungen stehen verschiedene Reflexionsmessungen an Aufdampfschichten gegenüber. Solche Messungen sind im allgemeinen recht kritisch, da bei dem großen Reflexionsvermögen von Silber im Infraroten der Meßfehler nicht größer als 0,0005 sein darf, will man den Parameter p daraus bestimmen. Das größte Vertrauen darf man den Ergebnissen von Schulz [36] und Bennett et.al. [59,60] entgegenbringen, die den Einfluß von p auf ihre Messungen diskutieren. Dabei erhält Schulz bei auf Quarzglas aufgedampften Schichten den Wert p=0, während die anderen Autoren glauben, daß für ihre Messungen p=1 zutrifft. Sie verwenden als Träger "superglattes" Quarzglas, dessen Rauhigkeit in der Gegend von einigen Angström liegt, also atomare Dimensionen annimmt. Die Messungen erstrecken sich von λ = 2000 nm bis 30 000 nm und ergeben ein langsames Ansteigen des Reflexionsvermögens mit zunehmender Wellenlänge, das erst oberhalb 20 000 nm ungefähr mit dem mit p=1 berechneten übereinstimmt. Für Wellenlängen unterhalb 15 000 nm ist die Übereinstimmung schlecht, jedoch liegen die Reflexionswerte auch bei 2000 nm mit etwa R=0,994 um 0,001 höher, als aus den Messungen dieser Arbeit berechnet wird.

Zuletzt seien noch eigene Messungen des Brechungsindex n von auf Glas aufgedampften Silberschichten erwähnt [9], die zusammen mit den berechneten Werten für p=0 und p=1 in der nächsten Tabelle wiedergegeben sind.

λ (nm)	1400	1600	1800	2000	2200	2400
$n_{gem.}$	0,23	0,29	0,33	0,39	0,45	0,53
$n_{p=0}$	0,17	0,22	0,28	0,35	0,42	0,50
$n_{p=1}$	0,09	0,12	0,15	0,19	0,23	0,27

Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ist unter der Annahme p=0 wesentlich besser als für p=1.

Nach dieser Vielzahl von Messungen läßt sich zusammenfassend sagen: a) Alle Messungen an einem massiven Material liefern p=0.

b) Die auf nicht speziell behandelten Glas- und Quarzglas- oder Glimmerträgeraufgedampften Schichten führen ebenfalls zu p=0 für $4,2^{o}K < T < Z.T.$

c) Eine spezielle Herstellungstechnik wie epitaktisches Aufdampfen und Tempern sowie die Verwendung superglatter Träger liefert Ergebnisse, die mit einem von null verschiedenen p-Wert besser zu erklären sind.

Am aufschlußreichsten sind die Untersuchungen von K.L.Chopra, da er durch Änderung der Versuchsbedingungen eine Änderung des p-Wertes erreichen kann. Bei den Messungen der Widerstandsänderung im Magnetfeld findet er bei einer polykristallinen Probe auf Glimmer den Wert p=0,66, bei einer epitaktisch gewachsenen den Wert p=0. Dieser Unterschied ist leicht zu erklären, denn elektronenmikroskopische Aufnahmen [61] zeigen, daß die zweite Art der Probenherstellung wesentlich glattere Oberflächen liefert, als die erste. Danach hat man bei unter "üblichen" Bedingungen (Restdruck 10^{-5} - 10^{-6} Torr) auf Glimmer aufgedampften Silberschichten bei einer Dicke von 800 Angström mit einer mittleren Höhe der Unebenheiten von 150 Angström zu rechnen, während bei einer epitaktischen Schicht keine Rauhigkeit in dieser Größenordnung festgestellt wird.

Die andere bereits erwähnte Messung der Leitfähigkeit als Funktion der Temperatur [56] zeigt dagegen bei ein und derselben

Probe einen von der Temperatur abhängigen p-Wert. Auch das läßt sich durch die Rauhigkeit der Probe erklären, wenn man annimmt, daß in Analogie zu der entsprechenden optischen Erscheinung die scheinbare Rauhigkeit bei streifendem Auftreffen der Elektronen reduziert wird. Ist dann die effektive freie Weglänge der Elektronen wesentlich größer als die Dicke der Probe, so wird die Zahl der streifend einfallenden Elektronen größer sein als im umgekehrten Fall. Nach den zitierten Messungen macht sich dieser Effekt stark bemerkbar, wenn das Verhältnis $d/l_{eff} < 0{,}1$ ist.

Die einzige optische Messung, bei der von null verschiedene p-Werte erhalten worden sind, stellen die Reflexionsmessungen von Bennett et al. [59,60] dar. Die Rauhigkeit ihrer Quarzträger ist extrem gering und man muß dasselbe für die Oberfläche ihrer Proben annehmen, will man dieses Ergebnis verstehen. Das allerdings ist sehr erstaunlich, da aufgedampfte Silberschichten auch bei ebenem Träger i.a. alles andere als eben sind.

Nach diesem Abstecher in die Literatur des p-Parameters wollen wir wieder zu den Messungen dieser Arbeit zurückkehren. Wir haben gesehen, daß mit dem Wert p=0,12 völlige Übereinstimmung zwischen den Messungen und der Theorie zu erzielen ist. Das bedeutet, daß fast alle Elektronen an der Probenoberfläche diffus zurückgeworfen werden. Dieses Ergebnis ist im Einklang mit dem bisher Gesagten, da weder eine spezielle Technik bei der Probenherstellung angewandt, noch bei extrem tiefen Temperaturen gemessen worden ist. Allerdings darf man erwarten, daß die Oberfläche "ziemlich" glatt ist, da die Absorptionsmessungen an der Silber-Glimmerseite gemacht worden sind. Nimmt man ein bis in atomare Bereiche ebene Glimmeroberfläche an, was wegen der guten Spaltbarkeit sicherlich erlaubt ist, so sollte die darauf gedampfte Silberschicht entsprechend glatt sein.

Das Bild 22 zeigt die elektronenmikroskopische Aufnahme eines Kohleabdruckes dieser Silberseite. Man stellt ihn folgendermaßen her: Die auf Glimmer gedampfte Silberschicht wird mit ihrer an Luft grenzenden Oberfläche mit UHU-plus oder Zaponlack auf eine Glasplatte geklebt und von der Glimmerunter-

lage abgezogen, was nicht schwer ist. Danach wird in üblicher Weise unter 45° mit Platin schräg beschattet, anschließend Kohle darübergedampft und das Silber in Salpetersäure aufgelöst.

Zum Vergleich zeigt Bild 23 den Kohleabdruck der Silber-Luftseite einer unter ähnlichen Bedingungen hergestellten Probe. Diese an die Luft grenzende Oberfläche ist recht uneben. Der Durchmesser der einzelnen Kristallite, die ziemlich gleichmäßig groß sind, liegt bei 900 Angström. Aus dem Beschattungseffekt kann man auf Höhendifferenzen von etwa 200 Angström schließen. Die Glimmer-Silberseite dagegen ist weniger einheitlich. Neben sehr großen Kristalliten sind wesentlich kleinere zu erkennen. Die einzelnen, sehr ebenen Kristallite sind durch Gräben von ungefähr 150 Angström Tiefe gegeneinander abgegrenzt.

Es ist nun wahrscheinlich, daß die Oberfläche der Kristallite mit einem Durchmesser von mehreren 100 nm für die Elektronen glatt erscheinen, an der sie spiegelnd reflektiert werden, während im Bereich der kleineren Kristallite die Oberfläche als rauh zu betrachten ist. Damit wäre der beobachtete Wert p=0,12 zu erklären.

VII. Zusammenfassung und Schlußbemerkung

Die Aufgabe dieser Arbeit war es, das durch die Anwesenheit der Leitungselektronen im Silber bedingte Absorptionsvermögen zu messen und mit den von der Theorie gemachten Vorhersagen zu vergleichen. Diese liefert vier verschiedene, voneinander unabhängige Teilbeiträge, die durch verschiedenartige Mechanismen entstehen. Neben dem schon aus der Drudeschen Theorie bekannten Beitrag der Elektron-Phonon-Wechselwirkung ist es die Wechselwirkung mit Gitterdefekten, mit der Metalloberfläche und der Elektronen untereinander. Es galt, diese Beiträge durch geeignete Variation der Meßparameter zu trennen und einzeln zu ermitteln. Durch Messung der Temperaturabhängigkeit des Absorptionsvermögens zwischen Zimmertemperatur und $30^{\circ}K$ erhielt man den Beitrag der Elektron-Phonon-Wechselwirkung, durch die Messung des Restwiderstandes der Silberproben den der Gitterdefekte, der als vernachlässigbar klein gefunden wurde. Aus der Wellenlängenabhängigkeit des Absorptionsvermögens konnte der Beitrag der Elektron-Elektron-Wechselwirkung abgeschätzt werden, der im Nahen Infrarot ebenfalls vernachlässigbar klein ist.

Etwas kritischer blieb die Bestimmung des Beitrages der Oberflächenabsorption, weil diese nicht durch Änderung eines passenden Parameters variiert und damit eindeutig gemessen werden konnte. Im Gegenteil, hierbei mußte der Parameter p, der den Anteil der von der Oberfläche spiegelnd reflektierten Elektronen angibt, an das Experiment angepaßt werden. Das Experiment ergab den Wert $p = 0{,}12$.

Erklärbar ist dieser Wert durch die Gestalt der Probenoberfläche, die neben Gebieten starker Rauhigkeit Bereiche in der Größe von $500 \times 500\ nm^2$ aufweist, die sehr eben sind und an denen die Elektronen wahrscheinlich spiegelnd reflektiert werden. Hier deutet sich eine Möglichkeit an, wie der Parameter p systematisch zu verändern ist: Durch epitaktisches Aufdampfen und Tempern gilt es, diese in sich ebenen Bereiche noch etwas zu vergrößern, um dadurch den Wert für p bis nahe an 1 zu variieren. Erst wenn das gelingt wird man berechtigt sein, die

mikroskopische Unebenheiten für die Oberflächenabsorption verantwortlich zu machen.

Voraussetzung für die Verläßlichkeit der experimentellen Ergebnisse war eine Apparatur mit möglichst wenigen, überschaubaren und abschätzbaren Fehlerquellen. Durch einen zweckmäßigen Aufbau der Probe, die mit einer Referenzprobe eine Einheit bildet, war es gelungen, Absolutmessungen zu vermeiden. Den Differenzmessungen kommt daher eine hohe Genauigkeit zu, die auch nötig ist, will man aus den Experimenten eindeutige Schlüsse über die Gültigkeit der vorhandenen Theorie ziehen.

Im Falle des Absorptionsvermögens der Leitungselektronen im Silber lautet dieser Schluß, daß das Experiment die theoretischen Voraussagen vollkommen bestätigt.

Literaturverzeichnis

1 D.Shoenberg; Phil.Magazine 5, 105 (1960)

2 G.E.H.Reuter, E.H.Sondheimer; Proc. Royal Society A195, 336 (1948)

3 R.B.Dingle; Physica XIX, 311 (1953)

4 R.G.Chambers; Proc. Royal Society 215, 481 (1952)

5 P.F.Lameris; Diss. Groningen, zitiert nach Literaturstelle [58]

6 L.G.Schulz; Journal Opt. Soc. America 41, 1047 (1951)

7 L.G.Schulz; Journal Opt. Soc. America 44, 357 (1954)

8 L.G.Schulz; F.R.Tangherlini; Journal Opt. Soc. America 44, 362 (1954)

9 H.Krumm; Saarbrücker Diplomarbeit (1965)

10 M.Biondi; Physical Review 99, 1647 (1955)

11 M.Biondi; Physical Review 102, 964 (1956)

12 F.Seitz; The Modern Theory of Solids, Mc Graw-Hill Book Company (1940)

13 T.Holstein; Physical Review 96, 535 (1954)

14 R.N.Gurzhi; Soviet Physics JEPT 6/1, 506 (1958)

15 F.Bloch; Zeitschrift für Physik 59, 208 (1930)

16 A.Sommerfeld, H.Bethe; Elektronentheorie der Metalle Handbuch der Physik 24/2

17 R.A.Smith; Wave Mechanics of Cristalline Solids, Chapman and Hall, London (1961)

18 J.M.Ziman; Principles of the Theory of Solids, University Press, Cambridge (1964)

19 J.M.Ziman; Electrons and Phonons, Claredon Press, Oxford (1960)

20 P. Debye; Annalen der Physik 39, 789 (1912)

21 A.H.Wilson; The Theory of Metals, University Press, Cambridge (1954)

22 J.A.Rayne; Physical Review Letters 3, 512 (1959)

23 T.Holstein; Physical Review 88, 1427 (1952)

24 A.V.Sokolov; Optical Properties of Metals, Blackie and Son (1967)

25 V.L.Ginzburg, V.Silin; Soviet Physics JEPT 2, 46 (1956)

26 E.Abrahams; Physical Review 95, 839 (1954)

27 R.N.Gurzhi zitiert nach R.N.Gurzhi; Soviet Physics JEPT 8, 673 (1959)

28 Gurzhi,Azbel,Lin; Soviet Physics-Solid State 5, 554 (1963)

29 L.O.Olsen, C.S.Smith, E.C.Crittend; Journal of Appl. Physics 16, 425 (1945)

30 J.R.Clement, E.H.Quinnel; Rev. Sci. Instr. 23, 213 (1952)

31 L.Harris, R.T.McGinnies; Journal Opt. Soc. America 38, 582 (1948)

32 A.N.Gerritsen; Handbuch der Physik XIX,137 (1956)

33 L.Holborn; Annalen der Physik 59, 145 (1919)

34 H.Jones; Handbuch der Physik XIX, 229 (1956)

35 D.K.C.MacDonald; Handbuch der Physik XIV, 137 (1956)

36 L.G.Schulz; Journal Opt. Soc. America 44, 540 (1954)

37 J.R.Beattie, G.K.T.Conn; Philos. Magazine 46, 989 (1955)

38 J.N.Hodgson; Proceedings Physical Soc. 68 B, 593 (1955)

39 Shklyarevskii, Padalka; zitiert nach [40]

40 B.Dold, R.Mecke; Optik 22, 435 (1965)

41 D.Schoenberg; The Fermi Surface (Editors: Harrison and Webb) John Wiley and Sons, Inc., New-York/London (1960)

42 R.W.Morse, A.Myers, C.T.Walker; Physical Review Letters 4, 605 (1960)

43 R.W.Morse; The Fermi Surface (1960), Editors: Harrison,Webb

44 H.V.Bohm; The Fermi Surface (1960), Editors: Harrison, Webb

45 J.M.Ziman; Advances in Physics 10, 1 (1961)

46 J.M.Ziman; Proc. Royal Soc. A226, 436 (1954)

47 R.B.Leighton; Review of Modern Physics 20, 165 (1948)

48 W.Köster; Zeitschrift für Metallkunde 39, 1 (1948)

49 E.A.Stern; The Fermi Surface (1960), Editors: Harrison, Webb

50 J.J.Quinn; The Fermi Surface (1960), Editors: Harrison, Webb

51 P.H.Keesom, N.Pearlman; Handbuch der Physik XIV, 282 (1956)

52 B.A.Green, H.V.Culbert; Physical Review 137A, 1168 (1965)

53 F.W.Reynolds, R.G.Stilwell; Physical Review 88, 418 (1952)

54 Bui Dinh-Vuong; Journal de Physique et le Radium 24, 1071 (1963)

55 A.v.Bassewitz; Zeitschrift für Physik: 201, 350 (1967)

56 K.L.Chopra; Physics Letters 15, 21 (1965)

57 K.L.Chopra; Physical Review 155, 660 (1967)

58 R.B.Dingle; Physica XIX, 348 (1953)

59 H.E.Bennett, J.M.Bennett; Optical Properties and electronic structure of metals and alloys Editor: F.Abeles, North-Holland (1966)

60 Bennett, Bennett, Ashley, Motyka; Phys. Review 165, 755 (1968)

61 P.Schreiber; Zeitschrift für Physik 211, 257 (1968)

Bildanhang

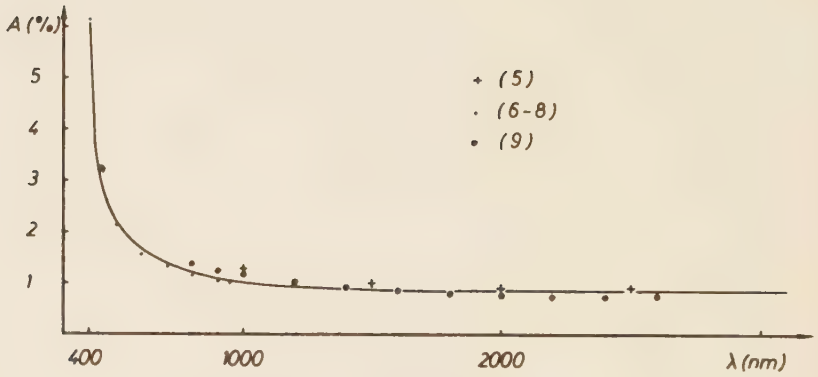


Abb. 1 Ältere Messungen der Wellenlängenabhängigkeit des Absorptionsvermögens von Silber bei Zimmertemperatur

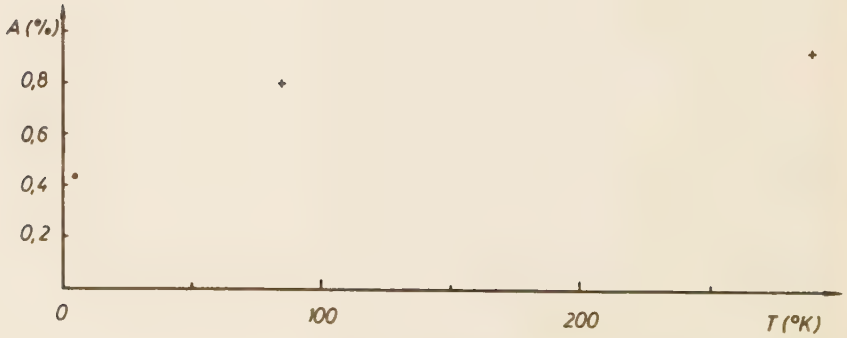


Abb. 2 Ältere Messungen der Temperaturabhängigkeit des Absorptionsvermögens von Silber für λ = 2000 nm

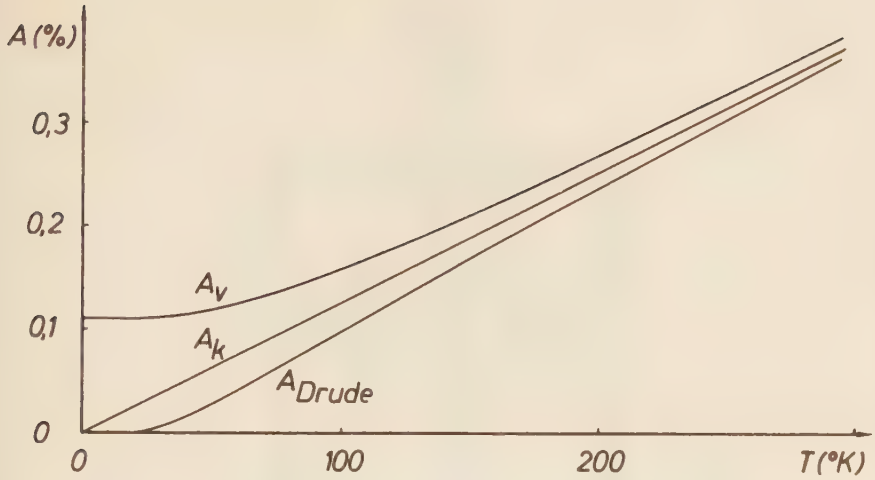


Abb. 3 Das durch die Elektron-Phonon-Wechselwirkung bedingte Absorptionsvermögen nach der klassischen Rechnung (A_{Drude}) und nach der quantenmechanischen Rechnung (A_V). A_k gibt den theoretischen Verlauf für hohe Temperaturen wieder

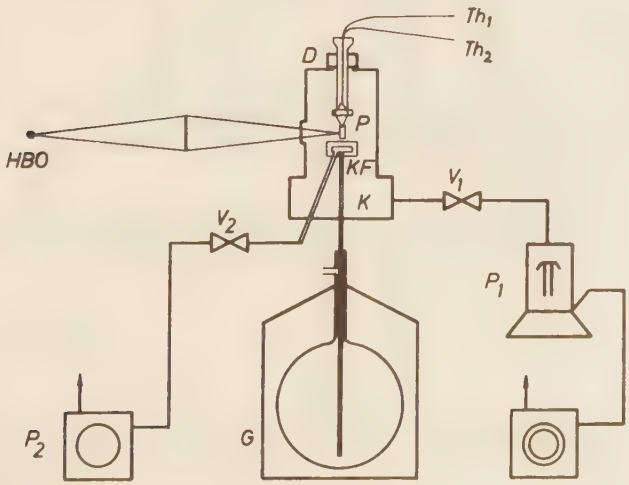
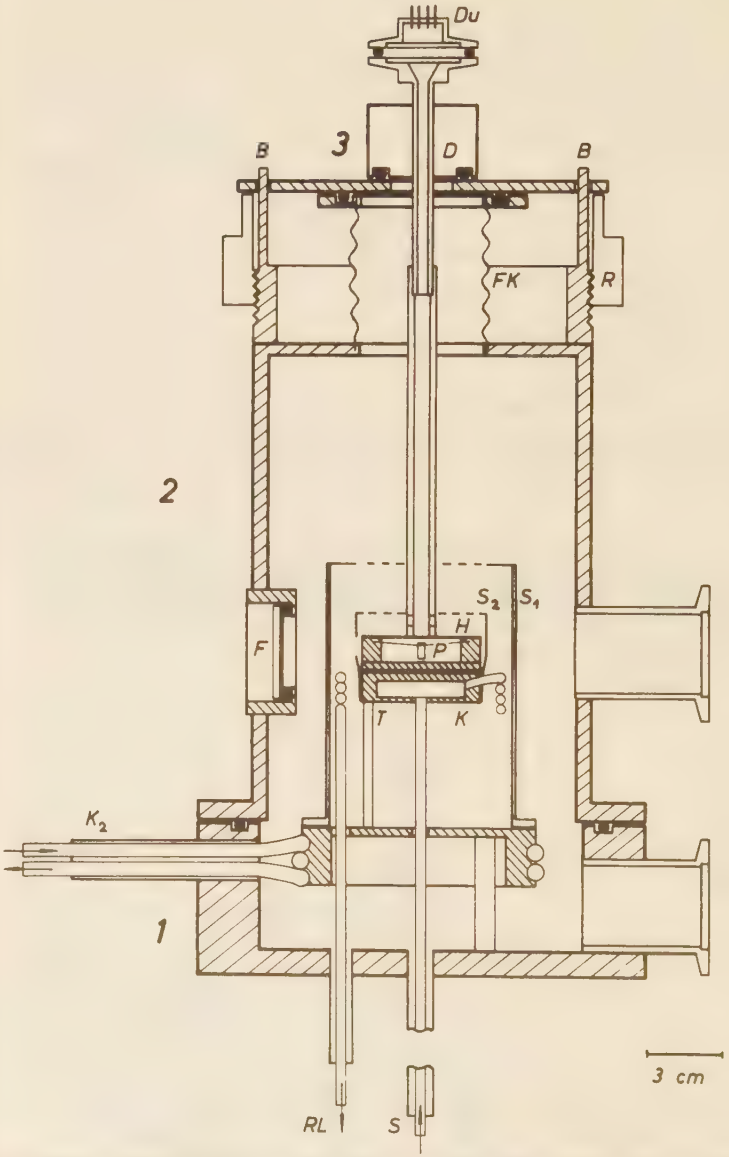


Abb. 4 Schematische Versuchsanordnung



Exp. Physik I Saarbr.	Heliumkryostat	H. Krumm 1969 Abb. 5

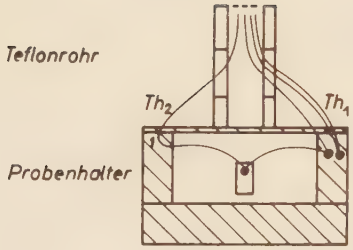


Abb. 7 Die Anordnung der Thermoelemente an Probe und Probenhalter

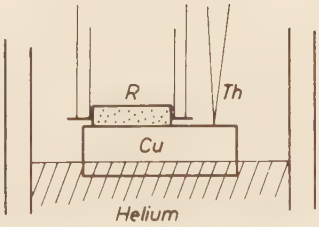
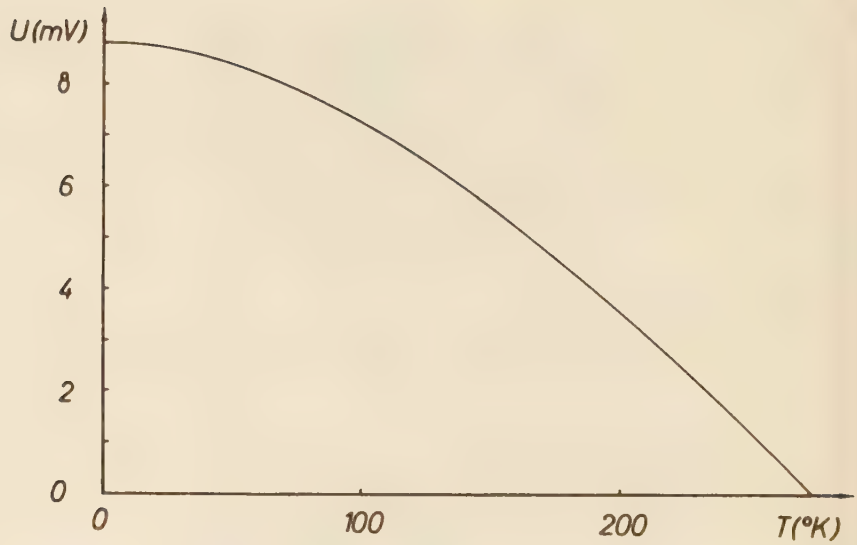


Abb. 8 Anordnung zur Eichung des Thermoelementes Th bei tiefen Temperaturen



T(°K)	4,2	10	20	30	40	50	60	70
U(mV)	8,734	8,720	8,680	8,614	8,526	8,406	8,260	8,09

80	100	120	140	160	180	200	220	240	260	273
7,82	7,23	6,60	5,91	5,18	4,39	3,51	2,61	1,66	0,65	0,0

Abb. 9 Eichkurve und Eichtabelle für das Eisen-Konstantan-Thermoelement

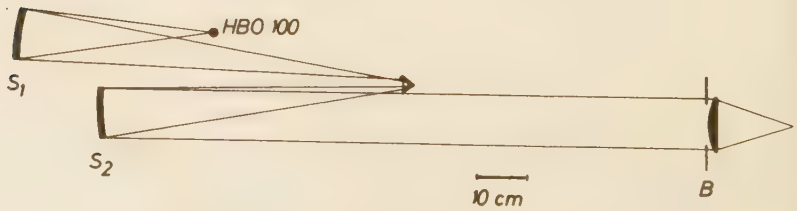


Abb. 10 Der Strahlengang des Meßlichtes

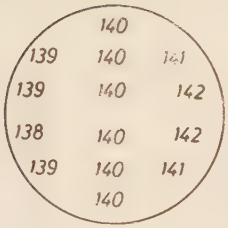


Abb. 11 Die Intensitätsverteilung im Bündelquerschnitt der Meßstrahlung am Ort der Kreisblende B (in willkürlichen Einheiten)

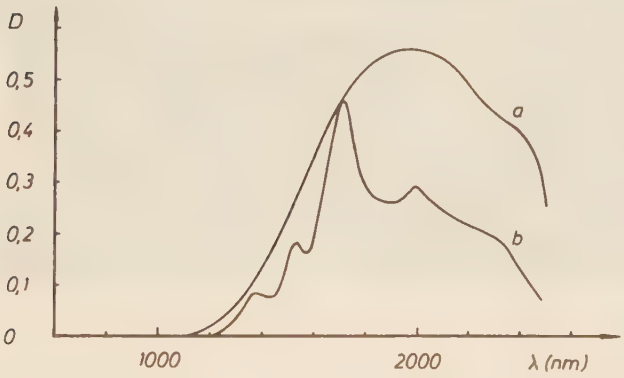


Abb. 12 a Durchlässigkeit D der verwendeten Filterkombination RG 10 + BG 38

b Spektrale Verteilung der Meßstrahlung nach dem Durchgang durch diese Filterkombination

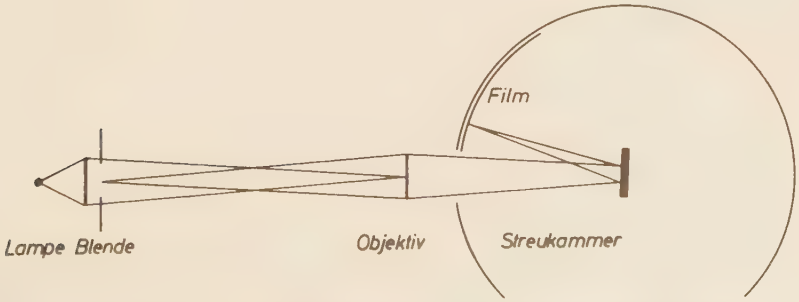


Abb. 13 Anordnung zur Bestimmung des Absorptionsvermögens der Goldmoorschicht

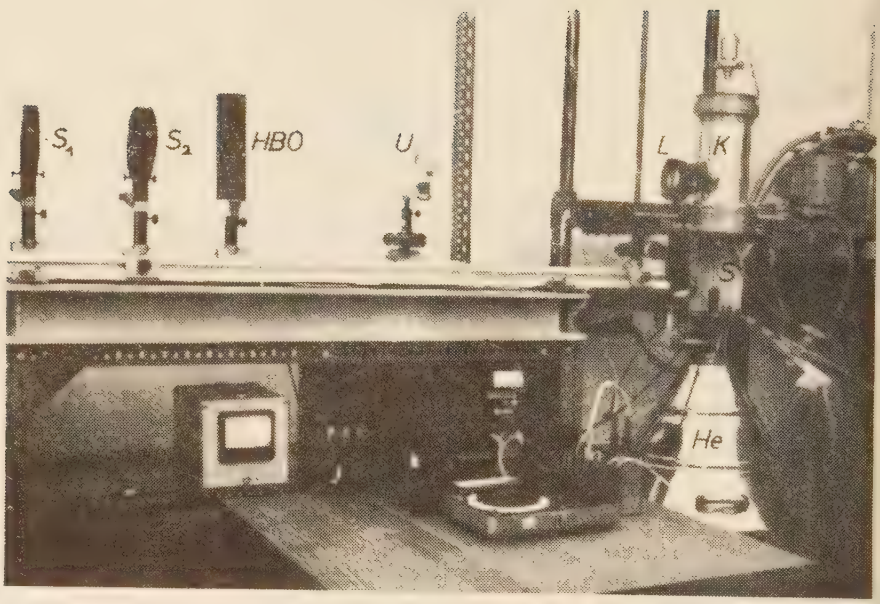
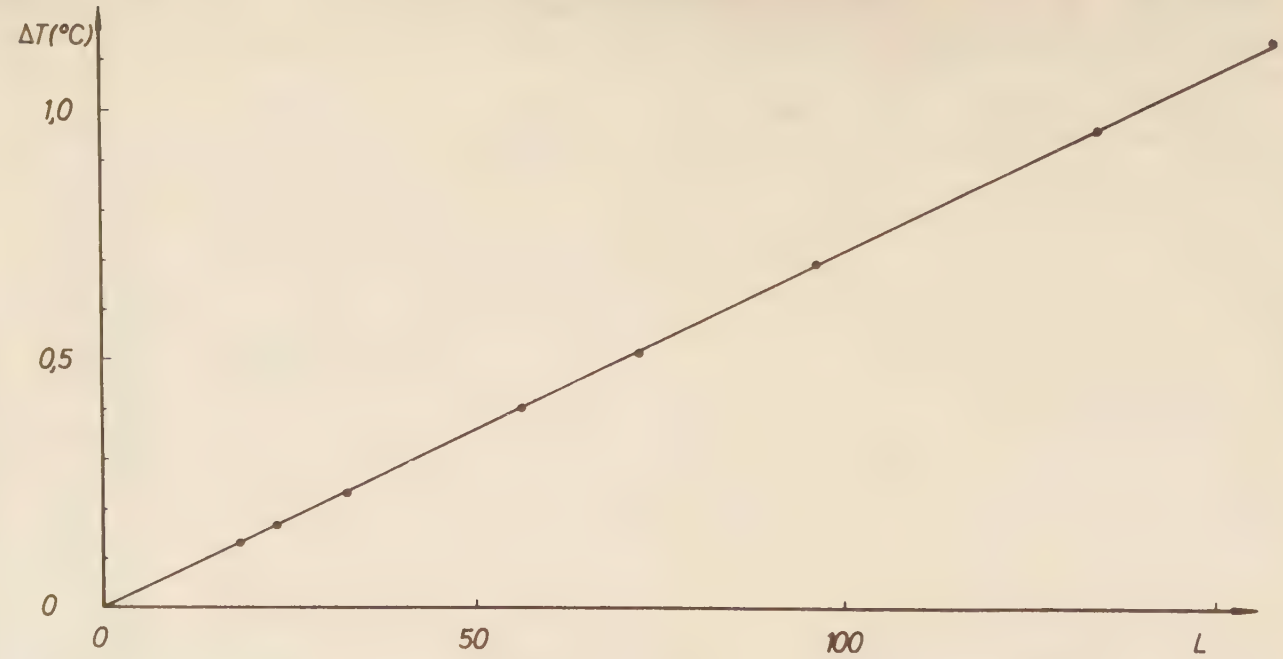
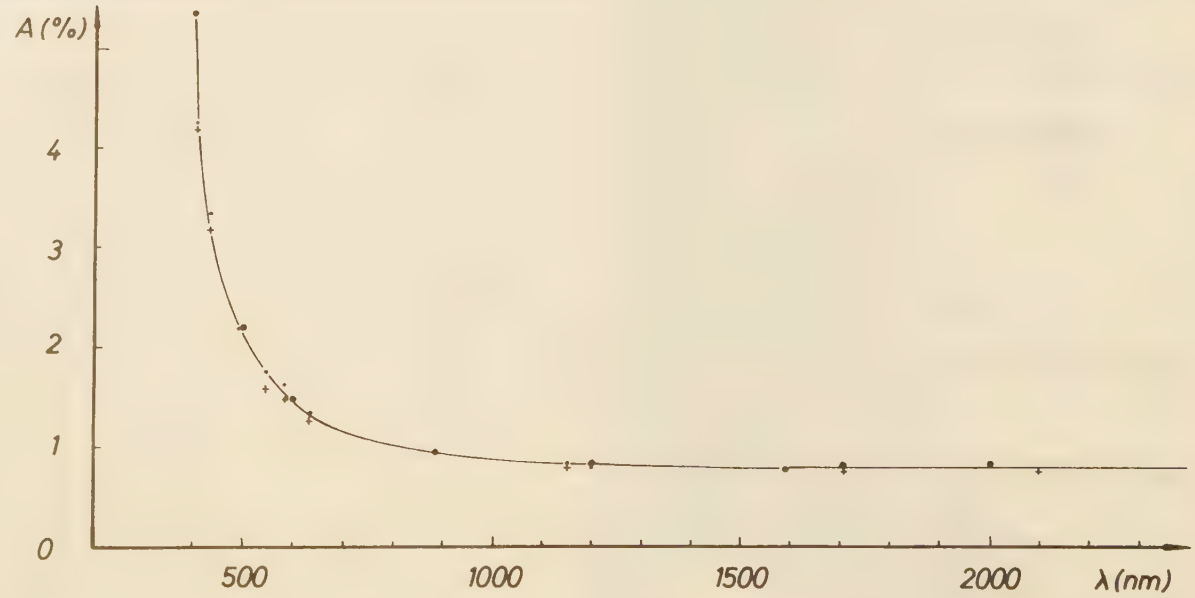


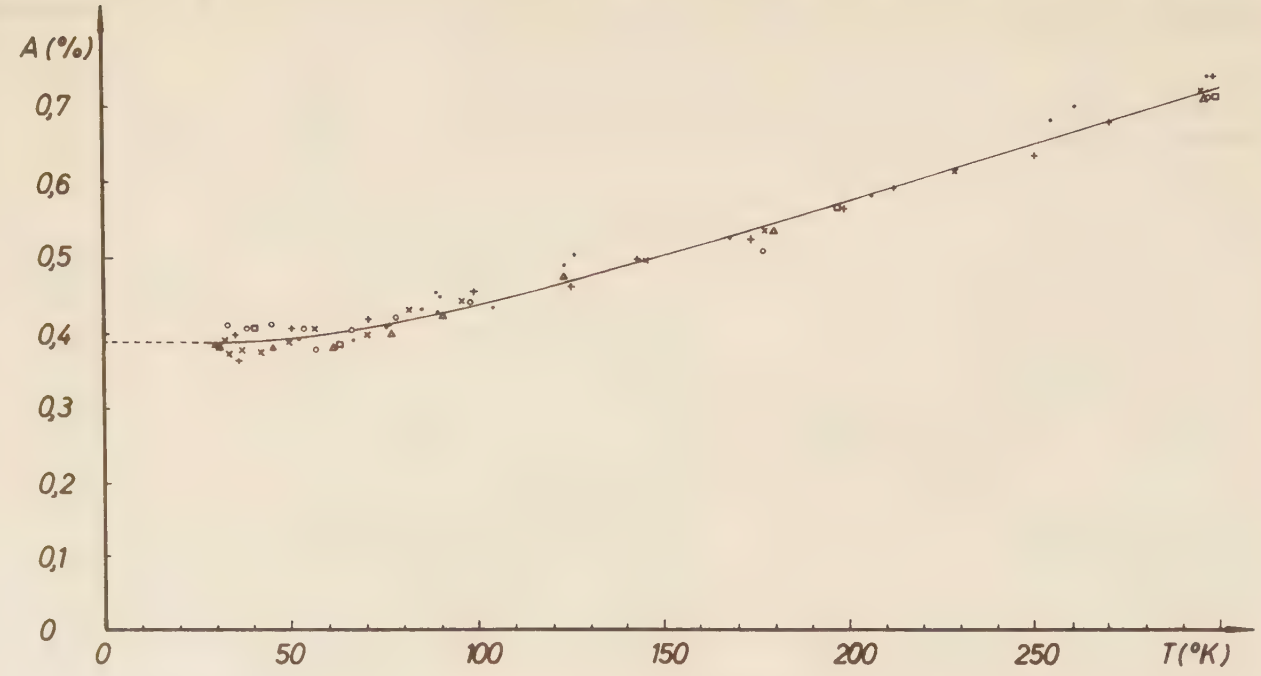
Abb. 14 Gesamtansicht der Meßapparatur



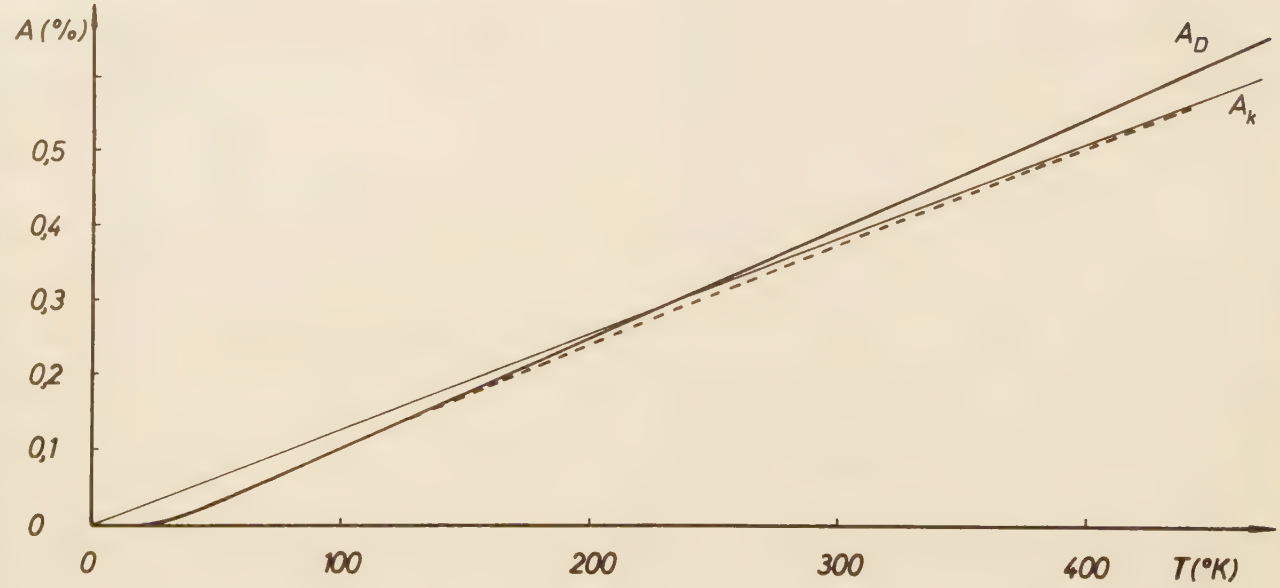
Exp. Physik I Saarbrücken	Erwärmung der Probe als Funktion der auftreffenden Strahlungsleistung L	H.Krumm 1969, Abb. 15



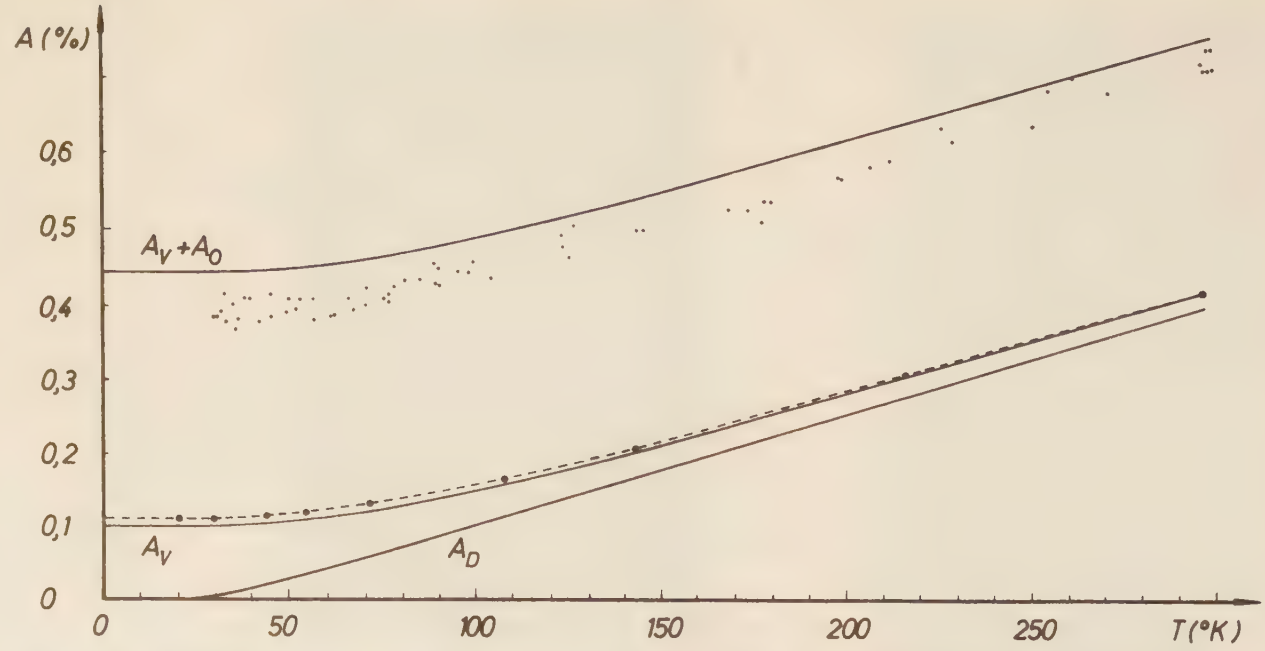
Exp. Physik I Saarbrücken	Absorptionsvermögen A von Silber bei Zimmertemperatur	H.Krumm 1969, Abb.16



Exp. Physik I Saarbrücken	Absorptionsvermögen A von Silber im Nahen Infrarot	H. Krumm 1969, Abb. 17



Exp. Physik I Saarbrücken	Absorptionsvermögen A von Silber nach der Drude-theorie mit gemessenem (——) und berechnetem (- - -) ρ	H. Krumm 1969, Abb. 18



Exp. Physik I Saarbrücken	Absorptionsvermögen A von Silber Vergleich der Theorie mit dem Experiment	H. Krumm 1969, Abb. 19

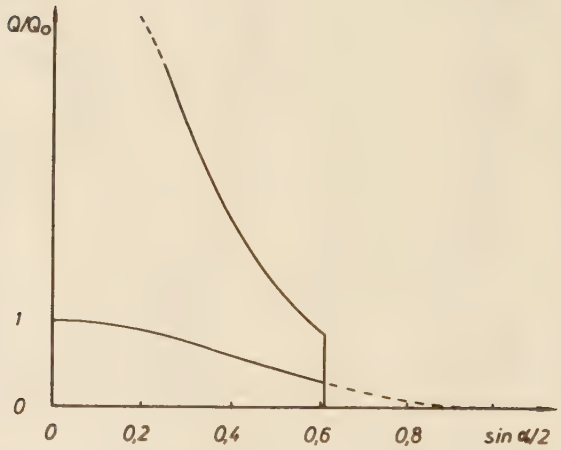


Abb. 20 Normierte Streuwahrscheinlichkeit der Elektron-Phonon-Wechselwirkung in Abhängigkeit vom Streuwinkel α ohne Umklapp-Prozesse (untere Kurve) und mit Umklapp-Prozessen

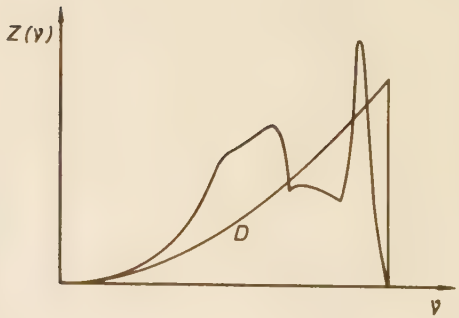


Abb. 21 Die Zustandsdichte Z(ν) des Frequenzspektrums von Silber nach [47] und angenähert durch ein Debye-spektrum D

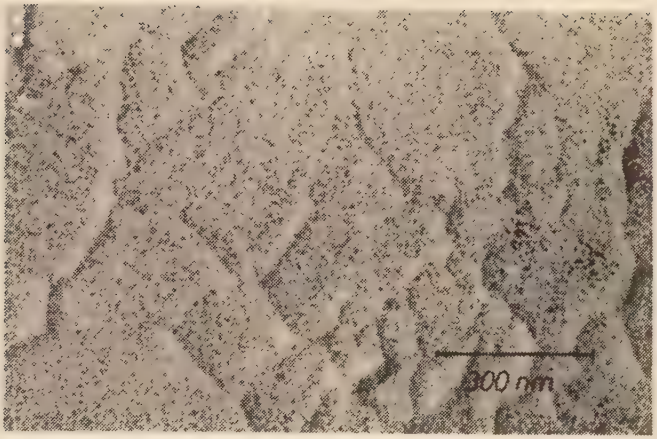


Abb. 22 Kohleabdruck der Silber-Glimmerseite einer Probe

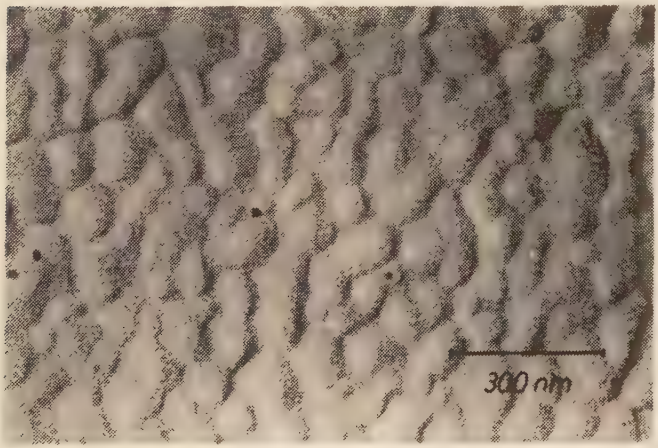


Abb. 23 Kohleabdruck der Silber-Luftseite einer Probe

Herrn Professor Dr. C. v. Fragstein möchte ich dafür danken, daß ich diese Arbeit an seinem Institut durchführen konnte.

Lebenslauf

Ich wurde am 9. Oktober 1938 in Donaueschingen geboren.

Von 1945 bis 1949 besuchte ich die Volksschule in Neckarhausen bei Nürtingen und anschließend das Gymnasium Nürtingen, wo ich 1957 die Reifeprüfung ablegte.

Mein Physikstudium begann 1957 an der Universität Tübingen und wurde 1960 nach dem Vordiplom an der Universität des Saarlandes fortgesetzt. Die Diplomarbeit über das Thema: "Die optischen Konstanten von Gold, Silber und Kupfer im Nahen Ultrarot" fertigte ich am Institut für Experimentalphysik I an und beendete mein Studium 1965 mit der Diplomhauptprüfung. Anschließend begann ich an demselben Institut mit der Anfertigung der vorliegenden Doktorarbeit.

FOTODRUCK+KOPIE
TELEFON 25289
Saarbrücken - Kaiserstr. 15